N° d'ORDRE
778

THESE

présentée

A L'UNIVERSITE LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG
SECTION SCIENCES

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

par

Claude GEHRINGER

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE SPECTROSCOPIQUE DU ^{58}Co PAR LES RÉACTIONS ^{58}Fe (p,n) ^{58}Co ^{58}Fe (pnγ) ^{58}Co ^{55}Mn (αnγ) ^{58}Co

Soutenue le 18 Janvier 1973 devant la commission d'examen:

MM. P. CHEVALLIER ..... *Président*
G. MONSONEGO } *Examinateurs*
A. SARAZIN }

N° d'ORDRE
778

THESE

présentée

A L'UNIVERSITE LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG
SECTION SCIENCES

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

par

Claude GEHRINGER

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE SPECTROSCOPIQUE DU ^{58}Co PAR LES RÉACTIONS ^{58}Fe (p,n) ^{58}Co ^{58}Fe (pnγ) ^{58}Co ^{55}Mn (αnγ) ^{58}Co

Soutenue le 18 Janvier 1973 devant la commission d'examen:

MM. P. CHEVALLIER — *Président*
G. MONSONEGO — *Examinateurs*
A. SARAZIN — *Examinateurs*

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITE LOUIS PASTEUR - STRASBOURG (Edition janvier 1973)

Président : Professeur G. OURISSON
Vice-Présidents : Professeur A. CHAUMONT
: Professeur G. LAUSTRIAT
Secrétaire Général : G. KIEHL

PROFESSEURS, MAITRES DE CONFERENCES, DIRECTEURS ET MAITRES DE RECHERCHE DES U.E.R. RESPONSABLES DES DOCTORATS ES - SCIENCES

Doyens honoraires : A. KIRRMANN, P. LACROUTE, H.J. MARESQUELLE, J.H. VIVIEN, G. MILLOT
Professeurs honoraires : P. DE BEAUCHAMP, L. BOISSELET, H. CARTAN, G. CERF, C. CHABAUTY, A. CHRETIEN, J. DENY, Ch. EHRESMANN, M. FRECHET, Melle S. GILLET, A. HEE, R. HOCART, A. KIRRMANN, G. LEMEE, P. L'HERITIER, A. LICHNEROWICZ, H.J. MARESQUELLE, L. NEEL, Ch. SADRON, F. TERROINE, H. VILLAT, H. WEISS, Et. WOLFF, J. YVON
Maître de Conférences honoraire : R. WEIL

Professeurs :

H. FORESTIER	Chimie générale
J. ROTHE	Physique du Globe
P. LACROUTE	Astronomie
J.H. VIVIEN	Zoologie et Embryologie expérimentale
S. GORODETZKY	Physique générale et Physique Nucléaire
L. SACKMANN	Mécanique des Fluides
J. BYE	Chimie Physique
Melle M. PEREY	Chimie nucléaire
S. GOLDSZTAUB	Minéralogie et Pétrographie
P. JOLY	Biologie générale
H. BENOIT	Physicochimie macromoléculaire
P. CÜER	Physique générale et physique corpusculaire
G. MILLOT	Géologie et Paléontologie
R. LECOLAZET	Physique du Globe
H. SAUCIER	Minéralogie
R. ROHMER	Chimie minérale
Melle A. GAGNIEU	Botanique
F. STUTINSKY	Physiologie générale
B. WURTZ	Chimie biologique
J. BRENET	Electrochimie
J.P. EBEL	Chimie biologique
G. OURISSON	Chimie
A. COCHE	Physique Nucléaire
R. CERF	Physique générale
J. FRENKEL	Mathématiques
A. DELUZARCHE	Chimie

R. ARMBRUSTER	Physique
A. ROCHE	Physique du Globe
L. HIRTH	Microbiologie
A. FUCHS	Mécanique rationnelle
A. GALLMANN	Physique
P. MIALHE	Physiologie animale
Mme D. MAGNAC	Physique
M. DAUNE	Biophysique
J.P. ADLOFF	Chimie nucléaire
D. BERNARD	Méthodes mathématiques de la physique
E. DANIEL	Physique expérimentale
P. CHEVALLIER	Physique
G. REEB	Topologie
J. WUCHER	Physique
Mme M. BRINI	Chimie
H. DURANTON	Botanique
R. WEISS	Chimie
P. FEDERLIN	Chimie
J.P. SCHWING	Chimie
M. SIESKIND	Physique
G. MONSONEGO	Physique théorique
C. WIPPLER	Physicochimie des Hts polymères industriels
G. WEILL	Physique
A. CLAUSS	Chimie
E. FOLLENIUS	Zoologie
J. LUCAS	Géologie
J.J. THIEBOLD	Biologie animale
G. GLAESER	Mathématiques
J.H. WEIL	Chimie biologique
D. FOATA	Mathématiques
X. FERNIQUE	Mathématiques
F. GAUTIER	Physique
V. AVANISSIAN	Analyse supérieure
F. LACROUTE	Biologie végétale
J.P. EBERHART	Minéralogie
J.M. LEHN	Chimie
Cl. ROBERT	Physique
F. BECKER	Physique mathématique
Fr. SCHALLER	Biologie générale
Fr. GAULT	Chimie organique
M. GOUNOT	Botanique
J. DEHAND	Chimie minérale
C. GODBILLON	Mathématiques
J. ROUX	Botanique
R. VOLTZ	Physique théorique
A. MICHARD	Géologie

J.J. RIEHL	Chimie
R. GERARD	Mathématiques
M. DAIRE	Chimie phys. ind. et Sc. des Matériaux
G. DUNOYER de SEGONZAC	Géologie
J.P. JOUANOLOU	Mathématiques

Professeurs associés :

A. BANDERET	E.A.H.P.
H. HAKEN	Physique
L. LEITE-LOPEZ	Physique
M. HERREDA	Mathématiques
R. MILNE	Microbiologie
J. SIMES	Chimie
St. RALLIS	Mathématiques

Professeurs conventionnés :

W. MILLER	Chimie
L. PARKS	Chimie

Maîtres de Conférences et Chargés d'Enseignement :

Cl. DELLACHERIE	Mathématiques
M. GROSMANN	Physique
Ph. ROPARTZ	Psycho-Physiologie
Ph. RICHARD	Physiologie animale
G. SOLLADIE	Chimie organique
P. BENVENISTE	Physiologie végétale
J. FARAUT	Mathématiques
J.P. RAMIS	Mathématiques générales
R. FEIDT	Mécanique des Fluides
D. VIAUD	Mathématiques
R. KIRSCH	Zoologie
J. SOMMER	Chimie Appliquée
A. HINSCHBERGER	Chimie Physique
J. BROSSAS	Chimie macromoléculaire
M. LEROY	Chimie
Ch. PESKINE	Mathématiques

Maître de Conférences adjoint :

Mme J. SITTLER	Géologie

Maîtres de Conférences associés :

P. FELLNER	Biochimie
R. SMYTHE	Mathématiques

Professeurs et Maîtres de Conférences du C.U.H.R. :

P. TAGLANG	Physique
J.P. DONNET	Chimie Physique
R. WEY	Chimie
G. SUTTER	Physique électronique
H. DANAN	Physique
J. STREITH	Chimie
J. MARTINET	Mathématiques
C. SCHIFFMANN	Mathématiques
J. FAURE	Chimie Physique
Mme Chr. WINTER	Physique
Fr. SCHMITT	Physique
A. JAEGLE	Physique
A. KALT	Chimie Physique
R. LUTZ	Mathématiques
J. LAHAYE	Physicochimie ato.-ioni.
B. SIFFERT	Cristallo. et Minéralogie

Professeurs et Maîtres de Conférences des I.U.T. :

Strasbourg

Ch. TANIELLIAN	Chimie
M. GROSS	Chimie

Mulhouse

G. PERNY	Physique Appliquée
R. MANQUENOUILLE	Mathématiques Appliquées
G. METZGER	Electronique
B. LAVILLE ST. MARTIN	Physique Appliquée
R. STEIN	Physique Electronique

Directeurs et Maîtres de Recherche :

P. BOUVEROT	DR	Physiol. respiratoire
P. DEJOURS	DR	Physiol. respiratoire
A. KNIPPER	DR	Physique nucléaire et corpusculaire
A. KOVACS	DR	Physicochimie macromoléculaire
J. MARCHAL	DR	Physicochimie macromoléculaire
P.A. MEYER	DR	Physique
J. MEYER	DR	Botanique
S. NIKITINE	DR	Physique
A. PETROVIC	DR	Médecine
P. REMPP	DR	Physicochimie macromoléculaire

A. SKOULIOS	DR	Physicochimie macromoléculaire
R. WEILL	DR	Minéralogie
F. BECK	MR	Physique nucléaire et corpusculaire
J.F. BIELLMANN	MR	Chimie
M. BONHOMME	MR	Géologie
H. BRAUN	MR	Physique nucléaire et corpusculaire
Melle M. CHAMPAGNE	MR	Biophysique
J.P. COFFIN	MR	Physique nucléaire et corpusculaire
A. CORET	MR	Physique
M. CROISSIAUX	MR	Physique nucléaire et corpusculaire
Melle J. DOUBINGER	MR	Géologie
S. EL KOMOSS	MR	Physique
J.P. VON ELLER	MR	Géologie
E. FRANTA	MR	Physicochimie mol.
J.M. FRIEDT	MR	Physicochimie atom. et ioni.
A. FRIDMAN	MR	Physique nucléaire et corpusculaire
J.B. GRUN	MR	Physique
G. KAUFFMANN	MR	Chimie
A. LLORET	MR	Physique nucléaire et corpusculaire
Mme C. MIALHE	MR	Physiologie
Th. MULLER	MR	Physique
G. MUNSCHY	MR	Physique
Mme NAUCIEL-BLOCH	MR	Physique des Solides
M. PATY	MR	Physique nucléaire et corpusculaire
R. PGITDVH	MR	Botanique
A. PORTE	MR	Physiologie
J. POUYET	MR	Biophysique
J. RINGEISEN	MR	Physique
F. SCHEIBLING	MR	Physique nucléaire et corpusculaire
Cl. SITTLER	MR	Géologie
M. SUFFERT	MR	Physique nucléaire et corpusculaire
R. VAROQUI	MR	Physicochimie macromoléculaire
A. VEILLARD	MR	Chimie
A. WAKSMANN	MR	Biochimie
G. WALTER	MR	Physique nucléaire et corpusculaire
J.P. WENIGER	MR	Zoologie
J. WITZ	MR	Biologie cellulaire
R. WOLFF	MR	Chimie
R. ZANA	MR	Physicoch. macromoléculaire

A Monsieur le Professeur P. CHEVALLIER
Directeur du Laboratoire de Spectrométrie Nucléaire de Strasbourg

Hommage de profonde gratitude

A MES PARENTS
A MA FEMME

SOMMAIRE

Page

Introduction générale 1

Première partie

A) Prédictions théoriques des premiers niveaux excités 3^+ et 4^+ du ^{58}Co 3

B) Probabilités de transitions électromagnétiques
Moment magnétique 11

C) Corrélations angulaires perturbées 17

D) Effet Doppler 27
Champ magnétique transitoire 35

Deuxième partie

A) Niveaux excités du ^{58}Co 41

B) Mesures de vie moyenne 51

C) Mesure du moment magnétique du niveau excité à 111.5 kev 83

D) Mesures de corrélations angulaires 93

Troisième partie

Calculs théoriques et comparaison avec les résultats expérimentaux 105

Conclusion 143

Références 147

Remerciements 153

Introduction

La description des propriétés des états nucléaires, à partir de l'interaction de l'ensemble des nucléons du noyau, reste tributaire de la connaissance imparfaite des forces nucléaires, ainsi que de la complexité mathématique du problème. L'approche phénomènologique qui, par contre, impose le choix du modèle nucléaire a permis un grand développement de la physique nucléaire.

La validité des modèles nucléaires proposés dépend de la comparaison entre leurs prévisions et les réalités expérimentales qu'ils doivent interpréter. Le spectre d'énergie des niveaux excités, leurs moments angulaires et parités constituent un premier critère. Des propriétés, telles que l'étude des probabilités de transition gamma et la mesure de moments magnétiques plus sensibles aux fonctions d'ondes théoriques décrivant ces états excités, permettent des conclusions plus rigoureuses.

Les prédictions du modèle en couches sont généralement bien vérifiées pour les noyaux possédant un proton ou un neutron en plus ou en moins dans une structure de double couche fermée. Les propriétés spectroscopiques du noyau sont alors dues à la particule supplémentaire ou manquante. Dans la majorité des cas les noyaux possèdent plusieurs nucléons en dehors des couches fermées, et leurs propriétés ne peuvent plus être expliquées par ce modèle simple.

L'étude du noyau impair impair $^{58}_{27}Co_{31}$ près de la fermeture de la couche $_1f_{7/2}$ est un bon exemple pour tester la validité du modèle en couches quant au noyau de masse intermédiaire et pour donner des renseignements sur le rôle important joué par l'interaction résiduelle proton-neutron.

Notre travail rappelle, dans une première partie, les prédictions théoriques faites par D.O. Wells dans le cadre du modèle en couches, ainsi

que le formalisme nécessaire à l'exploitation de nos résultats.

Dans la seconde partie sont exposées les méthodes expérimentales, ainsi que les résultats de nos mesures.

Nous confrontons nos résultats à ceux d'autres auteurs et nous proposons les configurations principales des premiers niveaux excités dans la troisième partie.

PREMIERE PARTIE

PREDICTIONS THEORIQUES DES PREMIERS NIVEAUX EXCITES 3^+ ET 4^+ DU ^{58}Co

La détermination théorique la plus générale de la position des états excistés pour les noyaux moyens a été faite par De Shalit (Sh53) qui a développé un modèle simple basé sur deux approximations. L'auteur considère d'abord que le proton et le neutron impairs se meuvent indépendamment dans un champ central, puis il représente leur interaction mutuelle par un potentiel V qu'il traite comme une perturbation du champ central.

Dans ce cas, les niveaux les plus bas appartiennent à la configuration fondamentale. Le schéma de couplage jj (interaction spin orbite supérieure à l'interaction résiduelle) donne les états qui sont dégénérés. Cette dégénérescence sera levée par l'introduction du potentiel d'interaction

$$(1) \quad V_{pn} = V_0\left[(1-\alpha) + \varepsilon\alpha \vec{\sigma_p}\vec{\sigma_n}\right]\delta(\vec{r_p}-\vec{r_n})$$

ou $0 \leqslant \alpha \leqslant 1$ et $\varepsilon = \pm 1$

$\vec{\sigma_p}$ et $\vec{\sigma_n}$ sont les opérateurs de spin relatifs au proton et au neutron impairs

$\vec{r_p}$ et $\vec{r_n}$ déterminent les positions respectives du proton et du neutron.

Ce potentiel est dû à une superposition des forces de Wigner et de Bartlett dont les contributions respectives sont proportionnelles à $(1-\alpha)$ et α.

Se basant sur les travaux de De Shalit, D.O. Wells (We63) (We65) étudie plus particulièrement les niveaux excités des noyaux ^{56}Co et ^{58}Co. Les niveaux du ^{56}Co sont alors bien connus expérimentalement (An62). Lorsqu'on considère la configuration la plus simple pour chaque noyau, $(1f_{7/2}^{-1})(2p_{3/2})$ pour le noyau ^{56}Co et $(1f_{7/2}^{-1})(2p_{3/2}^{-1})$ pour le noyau ^{58}Co, on voit que les niveaux du ^{58}Co doivent se retrouver dans le spectre du ^{56}Co par une simple transformation trou particule. D'où l'intérêt porté à l'étude du ^{56}Co.

Wells compare les énergies expérimentales des trois niveaux 4^+ 3^+ 2^+ du ^{56}Co aux calculs de Schwartz (Sc53).

Ce dernier part des fonctions d'onde à l'approximation zéro (couplage j-j) qui sont de la forme

$$\psi(j_1^{n1}\ J_1,\ j_2^{n2} J_2,\ JM) = \sum_{M_1 M_2} \psi_1(j_1^{n1} J_1 M_1)\psi_2(j_2^{n2} J_2 M_2)\ X(J_1 M_1 J_2 M_2 | J_1 J_2 JM)$$

ou n_1 est le nombre de protons dans la couche $j_1(j_1 \ell_1)$
n_2 est le nombre de neutrons dans la couche $j_2(j_2 \ell_2)$

L'auteur (Sc53) n'utilise pas le formalisme du spin isotopique, considérant que T n'est pas un bon nombre quantique. La dégénérescence des niveaux sera levée par l'introduction d'une interaction proton-neutron uniquement.

$$V_{1\ 2} = \sum_{i=1}^{n_1} \sum_{i=2}^{n_2} V_{ij}$$

La correction du premier ordre apportée au niveau de moment angulaire total J tel que

$$|j_1 - j_2| \leqslant J \leqslant j_1 + j_2$$

s'écrit, pour deux particules (n_1=1, n_2=1) ou deux trous

$$E(j_1 j_2 J) = \int \psi^*(j_1 j_2 JM)\ V_{pn}\ \psi(j_1 j_2 JM) d\tau$$

Ainsi pour un potentiel de Wigner

$$(2)\quad E_W(j_1 j_2 J) = \frac{1}{2}(2j_1+1)(2j_2+1)\begin{pmatrix} j_1 & j_2 & J \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix}^2 \left[X \quad 1 + \frac{(2j_1+1) + (-1)^{j_1+j_2+J}(2j_2+1)}{4J(J+1)} \right]^2$$

Pour un potentiel de Bartlett

$$(3)\quad E_B(j_1 j_2 J) = \frac{1}{2}(2j_1+1)(2j_2+1)\begin{pmatrix} j_1 & j_2 & J \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix}^2 X \left[\frac{(2j_1+1) + (-1)^{j_1+j_2+J}(2j_2+1)}{4J(J+1)} \right]^2 - \left[1 + 2(-1)^{\ell_1+\ell_2+J} \right]$$

En appliquant les résultats (2) et (3) a un proton et un neutron liés par un potentiel V_{pn}(1), les énergies des niveaux d'une même configuration peuvent s'écrire

$$E(j_p j_n J) = -\left[(1-\alpha)E_W(j_p j_n J) + \varepsilon\alpha E_B(j_p j_n J) \right]$$

Ainsi pour le ^{58}Co $j_p = 7/2$ $j_n = 3/2$ J = 2,3,4,5, nous représentons la variation de ces énergies (exprimées en unités arbitraires) en fonction de $\varepsilon\alpha$. Il est à noter que $E_{(2)}$ n'est inférieur à $E_{(5)}$ que pour $\varepsilon = -1$ et $\varepsilon = +1$ pour $0 \leqslant \alpha \ll 0{,}0945$ (fig. 1).

Dans le ^{56}Co Wells montre qu'à partir des calculs de Schwartz on obtient les écarts des niveaux $E_3 - E_4$ et $E_2 - E_4$ en prenant les valeurs $V_0 = 0{,}73$ Mev et $\alpha = 0{,}079$ pour le potentiel de Shalit.

Dans ces cas il prédit le niveau 5^+ à 501 kev au dessus du fondamental 4^+.

D.O. Wells essaie alors un potentiel d'interaction plus général

$$V_{pn} = V_1(r_p, r_n, \cos\omega_{pn}) + \vec{\sigma_p}\vec{\sigma_n} V_2(r_p, r_n, \cos\omega_{pn})$$

ou $r_p = |\vec{r_p}|$

$r_n = |\vec{r_n}|$ et ω_{pn} l'angle formé par $\vec{r_p}$, $\vec{r_n}$

Les niveaux d'énergie de la configuration particule-trou seront obtenus par la relation

$$E_J = -\frac{1}{2}\int_{-1}^{+1} a^J_{j_p j_n}(X)\Omega_1(X)dX + \frac{1}{2}\int_{-1}^{+1} b^J_{\ell_p j_p \ell_n j_n}(X)\Omega_2(X)dX$$

où $X = \cos\omega_{pn}$

$a^J_{j_p j_n}(X)$ et $b^J_{\ell_p j_p \ell_n j_n}(X)$ sont des coefficients géométriques calculables

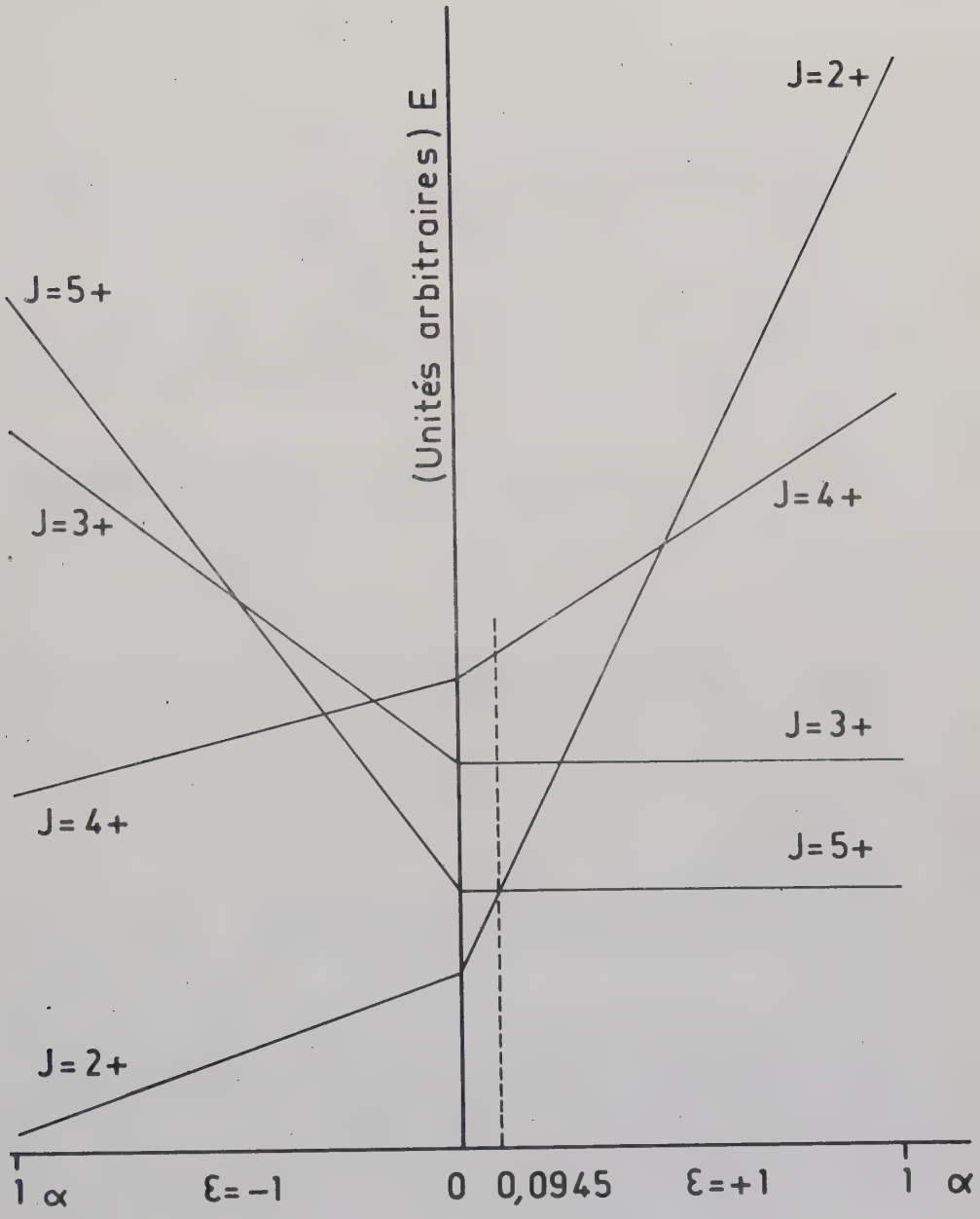


Fig. 1 Energie des états excités du ^{58}Co.

sans hypothèse particulière sur l'interaction

Ω_1 et Ω_2 sont les intégrales radiales

En postulant $\Omega_1 = \frac{1}{\beta}$ et $\Omega_2 = -V_0 X^{2n}$, $\beta = \left|\frac{V_2}{V_1}\right|$

les rapports $\frac{E_3 - E_4}{E_2 - E_4}$ et $\frac{E_5 - E_4}{E_2 - E_4}$ déterminent β et n de façon unique.

La valeur E_5 n'est pas connue dans le ^{56}Co. Par comparaison avec le niveau 5^+ du ^{58}Co, cette valeur est obtenue à partir de l'hypothèse que les spectres des deux noyaux peuvent se déduire par une transformation particule-trou (Pa56).

En considérant un trou proton (ou neutron) dans la couche j, et un neutron (ou proton) dans la couche j' couplés au spin résultant J l'énergie de la configuration neutron-trou proton s'écrit :

$$E_J(j^{-1}j') = -\sum_{J_0}(2J_0+1)W(jj'j'j,JJ_0)E_{J_0}\left[jj'\right]$$

et réciproquement,

$$E_J(jj') = -\sum_{J_0}(2J_0+1)W(jj'j'j,JJ_0)E_{J_0}\left[j^{-1}j'\right]$$

Ainsi chacun des rapports considérés est un relation entre β et n. Dans un diagramme (β,n) leurs courbes représentatives présentent un point d'intersection unique qui fixe les valeurs comme suit

$\beta = 0{,}086$

$n = 14.5$

A partir de ces valeurs l'auteur prévoit le niveau 5^+ du ^{56}Co à 517 kev

au-dessus du niveau fondamental. Expérimentalement il est prouvé l'existence d'un niveau à 560 kev (An62), 576 kev (Sc72), ce qui semble bien être le 5^+ sur le bon accord des prédictions théoriques.

Par la même transformation particule-trou (Pa56), D.O. Wells propose alors l'existence des niveaux 3^+ et 4^+ dans le ^{58}Co, situés respectivement à 435 kev et 768 kev.

La figure 2 ci-après résume l'ensemble des données au moment où nous entreprenons l'étude du ^{58}Co.

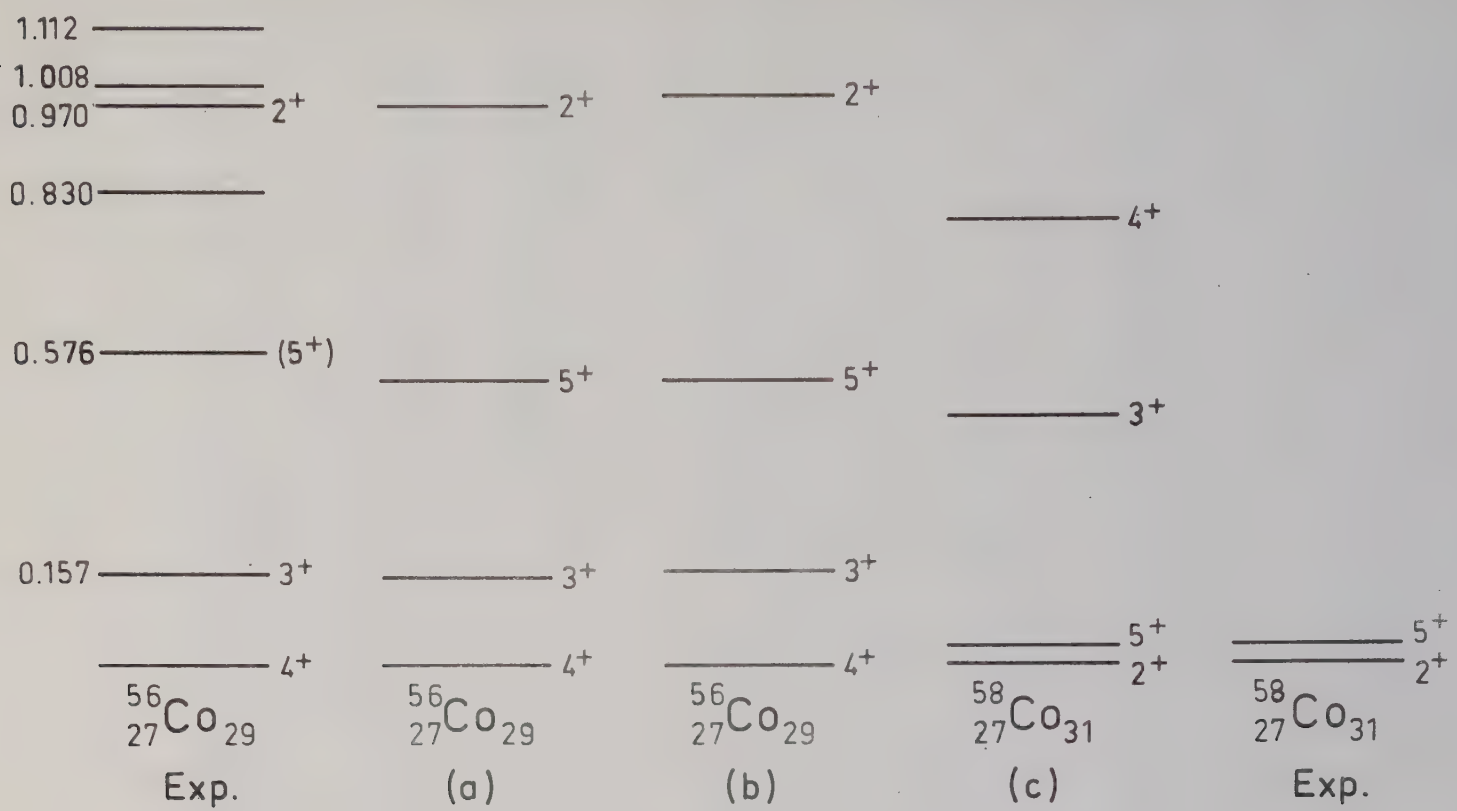


Fig. 2 Comparaison des schémas de niveaux du ^{56}Co et ^{58}Co

a) schéma calculé par SCHWARTZ (Sc53)

b) c) schémas calculés pas WELLS (We65)

PROBABILITES DE TRANSITIONS ELECTROMAGNETIQUES

MOMENT MAGNETIQUE

Probabilité de transition gamma

L'étude des transitions gamma constitue un des critères les plus importants de la validité des différents modèles nucléaires. En particulier, le calcul des éléments de matrice de transition est très sensible au modèle choisi.

La probabilité d'émission d'un rayonnement gamma d'ordre multipolaire L entre un état initial $|i\rangle$ et un état final $|f\rangle$ est donnée par l'expression (BL52, MO55)

$$T_{(L\pi)} = \frac{8\pi(L+1)}{L[[2L+1]!!]^2}\frac{1}{\hbar}\left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2L+1} B(L\pi)$$

ou la probabilité réduite de transition $B_{(L\pi)}$ s'exprime en fonction des éléments de matrice de l'opération multipolaire $M_{L,\pi}$

$$B_{(L\pi)} = \frac{1}{2J_i+1}\left|\langle J_f||M_{L,\pi}||J_i\rangle\right|^2$$

Le modèle extrême à une particule a permis à Weisskopf de donner une expression de la probabilité réduite B(L) ne dépendant que de l'énergie E_γ et de la masse du noyau émetteur.

Afin de comparer entre elles des transitions de même multipolarité et de même parité, il est pratique d'utiliser ces probabilités de références exprimées en unités Weisskopf.

Comme la probabilité de transition expérimentale d'un état excité est la somme de toutes les probabilités de transition par lesquelles cet

état se désexcite, la comparaison de l'expérience et de la théorie nécessite la correction de la valeur expérimentale de la vie moyenne en tenant compte du rapport d'embranchement R du coefficient de mélange δ^2 et du coefficient de conversion interne α.

$$\tau_\gamma^1(M_1) = \tau_{exp}(1 + \delta_1^2)(1 + \alpha_1^T)R_1^{-1}$$

$$\tau_\gamma^1(E_2) = \tau_{exp}(1 + \frac{1}{\delta_1^2})(1 + \alpha_1^T)R_2^{-1}$$

Pour le calcul des éléments de matrice réduits, nous utiliserons les expressions suivantes (Sh61)

Probabilité de transition dipolaire magnétique entre deux états d'une même configuration

Si J_i et J_f sont les moments angulaires de l'état initial $|J_p, J_n, J_i\rangle$ et final $|J_p, J_n, J_f\rangle$

$$T_{i\longrightarrow f} = \alpha^2(2J_f + 1)$$

$$X\left[\begin{pmatrix} J_p & J_f & J_n \\ J_i & J_p & 1 \end{pmatrix}(J_p||\mu_p||J_p) + (-1)^{J_i - J_f}\begin{pmatrix} J_n & J_f & J_p \\ J_i & J_n & 1 \end{pmatrix}(J_n||\mu_n||J_n)\right]^2$$

$$\alpha^2 = 4{,}2 \times 10^{12} \times E(\text{Mev})^3.\text{sec}^{-1}$$

Probabilité de transition dipolaire magnétique dans le cas de mélange de configurations

En supposant que la configuration proton reste la même, les fonctions d'onde de l'état initial de moment angulaire J_i et de l'état final de moment angulaire J_f pourront s'écrire

$$|J_i\rangle = |J_p, J_n; J_i\rangle + a_n^i |J_p, J'_n; J_i\rangle$$

$$|J_f\rangle = |J_p, J_n; J_f\rangle + a_n^f |J_p, J'_n; J_f\rangle$$

où a_n^i et a_n^f sont les amplitudes des coefficients de mélange

$$T_{i\longrightarrow f} = \alpha^2(2J_f+1)\left[\begin{pmatrix} J_p & J_f & J_n \\ J_i & J_p & 1 \end{pmatrix}(J_p||\mu||J_p)+(-1)^{J_i-J_f}\begin{pmatrix} J_n & J_f & J_p \\ J_i & J_n & 1 \end{pmatrix}(J_n||\mu_n||J_n)\right.$$

$$+ (-1)^{J_i-J_f}(J'_n||\mu_n||J_n)\begin{pmatrix} J_n & J_f & J_p \\ J_i & J'_n & 1 \end{pmatrix}a_n^i + a_n^f\begin{pmatrix} J'_n & J_f & J_p \\ J_i & J_n & 1 \end{pmatrix}$$

$$\left. + (-1)^{J_n-J'_n}\, a_n^i\, a_n^f \begin{pmatrix} J_p & J_f & J_n \\ J_i & J_p & 1 \end{pmatrix}(J_p||\mu_p||J_p)+(-1)^{J_i-J_f}\begin{pmatrix} J'_n & J_f & J_p \\ J_i & J'_n & 1 \end{pmatrix}(J'_n||\mu_n||J'_n)\right]^2$$

Moments magnétiques

Le calcul du moment magnétique, pour un état correspondant à une particule dans une orbite définie par les nombres quantiques ℓ et j, se fait dans le cadre du modèle à particule unique à partir de la relation

$$\mu = j\left[g_\ell \pm \frac{1}{2\ell + 1}\ (g_s - g_\ell)\right] \quad \text{pour } j = \ell \pm 1/2$$

ou g_ℓ et g_s ont les valeurs suivantes

proton $g_\ell = 1$ $g_s = +5,58$

neutron $g_\ell = 0$ $g_s = -3,82$

En réalité les valeurs expérimentales de μ sont comprises entre les deux valeurs extrêmes données par cette expression et appelées limites de Schmidt.

Pour les noyaux impairs impairs, le modèle en couches suggère d'additionner les moments magnétiques des configurations protons et neutrons. Le calcul du moment magnétique, à partir des facteurs gyromagnétiques des noyaux impairs voisins, permet de tenir compte des mélanges de configurations.

Ainsi $$g = \frac{1}{2}\ (g_p + g_n) + \frac{1}{2}\ (g_p - g_n)\ \frac{J_p(J_p + 1) - J_n(J_n + 1)}{J(J + 1)}$$

J_p et J_n sont les moments angulaires du proton et du neutron $J = \vec{J_p} + \vec{J_n}$

Expression du moment magnétique

L'élément de matrice est lié à la valeur expérimentale du moment magnétique par la relation

$$(J||\mu||J) = \left[\frac{(2J+1)(J+1)}{J}\right]^{1/2} \mu_{exp}$$

Cas d'une configuration pure (Sh61)

$$(J||\mu||J) = (-1)^{J_p+J_n+J+1}(2J+1)\left[\begin{pmatrix} J_p & J & J_n \\ J & J_p & 1 \end{pmatrix}(J_p||\mu_p||J_p) + \begin{pmatrix} J_n & J & J_p \\ J & J_n & 1 \end{pmatrix}(J_n||\mu_n||J_n)\right]$$

Cas d'un mélange de configurations

En supposant que seules deux configurations neutron sont possibles, les fonctions d'ondes des états peuvent se mettre sous la forme

$$|J_i\rangle = |J_p, J_n; J_i\rangle + a_n^i |J_p, J'_n; J_i\rangle$$

$$|J_f\rangle = |J_p, J_n; J_f\rangle + b_n^f |J_p, J'_n; J_f\rangle$$

les coefficients a^i et b^f traduisent l'intensité du mélange.

Dans ce cas

$$(J_f||\mu||J_f) = (-1)^{J_p+J_n+J+1}(2J_f+1)$$

$$\times \left\{ \begin{pmatrix} J_p & J_f & J_n \\ J_f & J_p & 1 \end{pmatrix} (J_p||\mu_p||J_p) + \begin{pmatrix} J_n & J_f & J_p \\ J_f & J_n & 1 \end{pmatrix} (J_n||\mu_n||J_n) \right.$$

$$+ (-1)^{J'_n - J_n} \left(a_n^f\right)^2 \left[\begin{pmatrix} J_p & J_f & J'_n \\ J_f & J_p & 1 \end{pmatrix} (J_p||\mu_p||J_p) + \begin{pmatrix} J'_n & J_f & J_p \\ J_f & J'_n & 1 \end{pmatrix} (J'_n||\mu_n||J'_n) \right]$$

$$\left. + 2a_n^f \begin{pmatrix} J'_n & J_f & J_p \\ J_f & J_n & 1 \end{pmatrix} (J'_n||\mu_n||J_n) \right\}$$

CORRELATIONS ANGULAIRES PERTURBEES

Corrélations angulaires perturbées

Ce chapitre s'appuie sur l'étude plus générale faite par Steffen et Frauenfelder (St63).

Description générale

Si H_1 et H_2 représentent les hamiltoniens d'interaction entre le noyau et le champ électromagnétique, $\vec{k}_1$ et $\vec{k}_2$ les directions d'émission de la première et de la deuxième radiation, alors l'expression générale des corrélations non perturbées s'écrit

$$W(\vec{k}_1 \vec{k}_2 0) = \sum_{\substack{m_i,\ m_a,\ m_b \\ m_a',\ m_b',\ m_f}} \langle m_f|H_2|m_b\rangle\langle m_a|H_1|m_i\rangle\, \delta m_a m_b$$

$$\times \langle m_f|H_2|m_a'\rangle^* \langle m_b'|H_1|m_i\rangle^*\, \delta m_a' m_b'$$

où les états $\langle m_a|, \langle m_a'|$ après émission de γ_1 sont identiques aux états $|m_b\rangle\ |m_b'\rangle$ pour l'émission de γ_2.
Les états $m_a\ m_b\ m_a',\ m_b',\ \ldots\ldots$ sont les sous états magnétiques de l'état intermédiaire I.

Considérons maintenant la présence d'une interaction extranucléaire agissant sur l'état I. Cette interaction, qui peut dépendre ou non du temps, agit pendant la durée de vie de l'état et transforme les états $|m_a\rangle$ en $|m_b\rangle$. L'évolution des états $|m_a\rangle$ pendant le temps τ sera décrite par un opérateur unitaire $\Lambda(t)$.

Ainsi la corrélation perturbée s'écrit

$$W(\vec{k}_1\vec{k}_2 t) = \sum_{\substack{m_i\ m_f \\ m_a\ m_{a'}}} \langle m_f|H_2\Lambda(t)|m_a\rangle\langle m_a|H_1|m_i\rangle$$

$$X \langle m_f|H_2\Lambda(t)|m_{a'}\rangle^* \langle m_{a'}|H_1|m_i\rangle^*$$

Soit

$$W(\vec{k}_1\vec{k}_2 t) = \sum_{m_i\ m_f} \sum_{m_a\ m_b} \sum_{m_{a'}\ m_{b'}} \langle m_f|H_2|m_b\rangle\langle m_b|\Lambda(t)|m_a\rangle$$

$$X \langle m_a|H_1|m_i\rangle \langle m_f|H_2|m_{b'}\rangle^* \langle m_{b'}|\Lambda(t)|m_{a'}\rangle^* \langle m_{a'}|H_1|m_i\rangle^*$$

En remplaçant les éléments de matrice par leurs expressions usuelles (Bi53), on obtient l'expression de la corrélation perturbée sous la forme

$$W(\vec{k}_1\vec{k}_2,t) = \sum_{k_1 k_2 N_1 N_2} A_{k_1}(1)\, A_{k_2}(2)\, G^{N_1 N_2}_{k_1 k_2}(t) \left[(2k_1+1)(2k_2+1)\right]^{-1/2}$$

$$X\ Y^{N_1 *}_{k_1}(\theta_1,\phi_1)\, Y^{N_2 *}_{k_2}(\theta_2,\phi_2) \qquad (1)$$

θ_1, ϕ_1, θ_2, ϕ_2 sont les coordonnées angulaires des directions de propagation $\vec{k_1}$, $\vec{k_2}$.

Le facteur de perturbation s'écrit alors sous la forme générale (Ab53)

$$G^{N_1 N_2}_{\vec{k}_1 \vec{k}_2}(t) = \sum_{m_a m_b} (-1)^{2I + m_a + m_b} \left[(2k_1 + 1)(2k_2 + 1)\right]^{1/2} \begin{pmatrix} I & I & k_1 \\ m_a, & -m_a & N_1 \end{pmatrix}$$

$$\times \begin{pmatrix} I & I & k_2 \\ m_b, & -m_b & N_2 \end{pmatrix} \langle m_b | \Lambda(t) | m_a \rangle \langle m_b, | \Lambda(t) | m_a, \rangle^*$$

L'influence de la perturbation extranucléaire est entièrement contenue dans l'expression de $G^{N_1 N_2}_{\vec{k}_1 \vec{k}_2}(t)$.

L'expression (1) représente donc la corrélation angulaire perturbée différentielle; soit la corrélation mesurée, si l'instant d'émission de γ_2 est compris entre le temps t et t + dt après l'émission de γ_1. Comme la radiation γ_2 est détectée dans un intervalle de temps fini, soit entre t_1 et t_2 après émission de γ_1, la fonction de corrélation angulaire mesurée sera

$$\overline{W(\vec{k}_1 \vec{k}_2 t_1 t_2)} = \frac{\int_{t_1}^{t_2} \ell^{-t/\tau} W(k_1 k_2 t) dt}{\int_{t_1}^{t_2} \ell^{-t/\tau} dt}$$

τ étant la vie moyenne du niveau considéré.

La fonction de corrélation angulaire perturbée intégrale sera

$$\overline{W(\vec{k}_1 \vec{k}_2 \infty)} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\infty} \ell^{-t/\tau} W(k_1 k_2 t) dt$$

De même pour le facteur de perturbation qui dépend de t

$$\overline{G^{N_1N_2}_{\vec{k}_1\vec{k}_2}(t_1t_2)} = \frac{\int_{t_1}^{t_2} G^{N_1N_2}_{k_1k_2}(t)\, \ell^{-t/\tau} dt}{\int_{t_1}^{t_2} \ell^{-t/\tau} dt}$$

et $$\overline{G^{N_1N_2}_{\vec{k}_1\vec{k}_2}(\infty)} = \frac{1}{\tau}\int_0^{\infty} G^{N_1N_2}_{k_1k_2}(t)\ell^{-t/\tau} dt$$

Perturbation extra nucléaire statique

Si la perturbation de la corrélation angulaire est causée par l'interaction des moments magnétiques nucléaires ou des moments électriques avec un champ stationnaire à symétrie axiale, les éléments de matrice de $\Lambda(t)$ s'écrivent

$$\langle m_b | \Lambda(t) | m_a \rangle = \ell^{-(i/\hbar)E_m t} \delta mm_a \delta mm_b$$

Ainsi le facteur de perturbation devient

$$G^{NN}_{\vec{k}_1\vec{k}_2}(t) = \sum_m \left[(2k_1 + 1)(2k_2 + 1)\right]^{1/2} \begin{pmatrix} I & I & k_1 \\ m' & -m & N \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I & I & k_2 \\ m' & -m & N \end{pmatrix}$$

$$\times\ \ell^{-(i/\hbar)\left[E_m - E_{m'}\right]t} \qquad (2)$$

Dans le cas où le champ perturbateur est parallèle à la direction de l'une des deux radiations (St63)

$G^{NN}_{\vec{k}_1\vec{k}_2}(t) = \delta_{k_1 k_2}$, la corrélation angulaire ne sera pas perturbée par un tel champ.

En effet, si k_1 est l'axe de quantification et que le champ axial perturbateur est parallèle à k_1, alors l'influence de ce champ peut être interprètée comme une précession autour de k_1 de l'état intermédiaire. Ainsi la projection de I sur l'axe de quantification ne modifie pas les populations des sous états m, de sorte que la distribution angulaire de la seconde radiation par rapport à k_1 n'est pas perturbée.

Dans le cas d'un polycristal, la corrélation observée est obtenue en moyennant sur toutes les directions des axes de symétrie définis par les angles d'Euler ($\alpha\beta 0$) des monocristaux.

Le facteur de perturbation s'écrira (A152)

$$G_{kk}(t) = \overline{G^{N_1N_2}_{k_1k_2}}^{\alpha,\beta} = \sum_{n,\,n'} \begin{pmatrix} I & I & k \\ n' & -n & p \end{pmatrix}^2 \ell^{-(i/\hbar)(E_n - E_{n'})t}$$

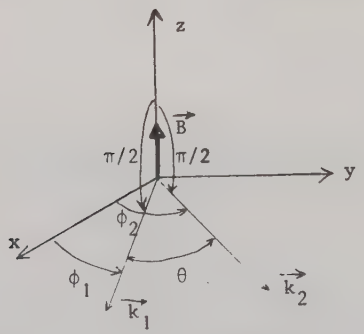
Soit en comparant à (2)

$$G_{kk}(t) = \overline{G^{N_1N_2}_{k_1k_2}}^{\alpha,\beta} = \frac{1}{2k+1} \sum_{N} G^{NN}_{kk}(t)$$

Dans le cas le plus général où le champ perturbateur dans le microcristal, n'a pas de symétrie axiale, l'expression du facteur de perturbation est la même (St63).

Perturbation par un champ magnétique à symétrie axiale

a) Champ magnétique externe



Dans ce cas tous les noyaux sont orientés

Si $\vec{B}$ est dirigé suivant l'axe z et les détecteurs dans le plan x0z

$$\theta_1 = \theta_2 = \pi/2$$

$$\theta = \phi_2 - \phi_1$$

l'interaction du moment magnétique dipolaire μ du noyau avec le champ magnétique dirigé suivant z est décrite par l'Hamiltonien

$$K_B = - \vec{\mu}.\vec{B} = \mu_z.B$$

ou $\vec{\mu} = \gamma\vec{I}$ est l'opérateur moment magnétique dipolaire. En appliquant le Théorème de Wigner-Eckart et en posant

$$\mu = (II|\mu_z|II) = \frac{I}{\left[(2I + 1)(I + 1)I\right]^{1/2}} (I||\mu||I)$$

on trouve l'expression des valeurs propres

$$E_m = - B\langle I_m | \mu_z | I_{m'} \rangle = - B\mu \frac{m}{I}$$

En introduisant la fréquence de Larmor

$$\omega_L = \frac{E_{m+1} - E_m}{\hbar} = - \frac{B\mu}{\hbar I} = - g\mu_N \frac{B}{\hbar}$$

ou g représente le facteur gyromagnétique de l'état intermédiaire et μ_N le magnéton nucléaire.

Les valeurs propres s'expriment simplement par

$$E_m = \omega_L \hbar m$$

Ainsi, en remplaçant E_m dans le facteur de perturbation, la fonction de corrélation perturbée s'écrira

$$W(\vec{k}_1 \vec{k}_2, t, B) = \sum_{N,k} A_k(1) A_k(2) \frac{1}{2k+1} \ell^{-iN\omega_L t} Y_k^{N*}(\theta_1 \phi_1) Y_k(\theta_2 \phi_2)$$

Dans le cas particulier où le champ magnétique est perpendiculaire au plan de la réaction, l'expression s'écrira

$$W(\theta, t, B) = 1 + \sum_{N=2}^{k\ max} b_N \cos N(\theta - \omega_L t)$$

Celle ci peut également s'exprimer simplement en fonction des polynomes de Legendre

$$W_{\perp}(\theta,t,B) = 1 + \sum_{k=2}^{k\ max} A_k(1)A_k(2)P_k\left[\cos(\theta - \omega_L t)\right]$$

les coefficients A_k et b_N étant reliés par des relations très simples.

L'influence d'un tel champ a donc pour effet de tourner la corrélation angulaire.

Dans le cas de la méthode intégrale utilisée dans notre expérience, l'expression de la corrélation angulaire devient

$$\overline{W(\theta,t,B)} = 1 + \sum_{N=2}^{k\ max} \frac{b_N}{\left[1 + (N\omega_L\tau)^2\right]^{1/2}} \cos N(\theta \pm \Delta\theta)$$

avec $tg(N\Delta\theta) = N\omega_L\tau = Ng\mu_N \frac{B}{h}$

b) Cas des ferromagnétiques non polarisés

Dans ce cas, chaque noyau est soumis à un champ élémentaire dont la direction n'est pas connue (par exemple le cas du Fe, Co, Ni avec les domaines élémentaires non polarisés). Puisque le facteur $G_{kk}(t)$ est indépendant de N_1 et N_2, ce terme interviendra comme un facteur d'atténuation dans la formule usuelle de la corrélation angulaire

$$W(\theta,t) = 1 + \sum_{k=2}^{k\ max} A_k(1)A_k(2)G_{kk}(t)P_k(\cos\theta)$$

où $$G_{kk}(t) = \frac{1}{2k+1} \sum_{N=-k}^{N=+k} \cos N\omega t$$

L'expression intégrale s'écrit

$$W(\theta\infty) = 1 + \sum_{k=2}^{k\ max} A_k(1)A_k(2)G_{kk}(\infty)P_k(\cos\theta)$$

où $$G_{kk}(\infty) = \frac{1}{2k+1} \sum_{N=-k}^{+k} \frac{1}{1 + (N\omega_L\tau)^2}$$

c) Cas des ferromagnétiques polarisés

L'application d'un champ magnétique externe qui polarise les domaines élémentaires (chapitre C deuxième partie) nous ramène au cas a) où le champ magnétique prend la valeur du champ hyperfin.

Effet doppler

Champ magnetique transitoire

Phénomènes liés au passage des ions dans la matière.

La connaissance des interactions entre un ion et le matériau dans lequel il se déplacera est importante dansde nombreuses mesures faites en physique nucléaire. Ce problème a été principalement étudié par Lindhard (Li63, Li71). Il montre que deux types d'interaction existent, dûs respectivement aux chocs nucléaires et électroniques.

Il découle de ceci deux applications importantes :

- la connaissance du temps de ralentissement qui permet la mesure de vies moyennes par la méthode de l'effet Doppler

- la connaissance du champ hyperfin transitoire nécessaire à la mesure des corrélations angulaires perturbées.

Ralentissement des ions dans la matière

On distingue deux types d'interaction .

les chocs nucléaires : l'ion incident transfère son énergie et son moment directement au noyau d'un atome du réseau par une interaction du type coulombien; le choc est adiabatique. Les chocs nucléaires sont susceptibles de créer des défauts ponctuels transitoires ou permanents dans le solide.

les chocs électroniques : l'ion en mouvement est ralenti en communiquant son énergie aux électrons. Dans le cas des métaux sous l'effet du choc les électrons libres peuvent passer d'un état à un autre de la bande de conduction ou être éjectés. Deux cas sont à examiner, car pour que l'énergie d'un électron puisse augmenter, il est nécessaire que l'accroissement d'énergie soit supérieur à la différence d'énergie entre le niveau de l'état initial de l'électron et le niveau de Fermi.

Donc si $E(\frac{m}{M}) \gg E_F$ tous les électrons de la bande de conduction peuvent intervenir. E_F l'énergie de Fermi, m masse de l'électron
M masse de l'ion.

si $E(\frac{m}{M}) \ll E_F$ le ralentissement de l'ion incident par les électrons libres est plus faible, car les électrons susceptibles d'être excités sont contenus dans une petite bande d'énergie $(\frac{m}{M})E$ au dessous du niveau de Fermi.

Remarquons que dans les métaux les chocs électroniques interviennent toujours. Mais pour des énergies de l'ion incident suffisamment basses, les pertes par excitation électronique peuvent être négligeables par rapport aux pertes par collisions nucléaires.

La théorie la plus élaborée, tentant de décrire les phénomènes

de ralentissement, a été développée par J. Lindhard, M. Scharff et H.E. Schiott (Li63).

Ces auteurs décomposent le pouvoir d'arrêt en deux termes non corrélés entre eux; approximation d'autant plus justifiée que l'énergie des ions de recul est faible.

$$\frac{d\varepsilon}{d\rho} = \left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_e + \left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_n$$

Dans les développements qui suivent, l'indice 1 se rapporte au noyau de recul, l'indice 2 au milieu ralentisseur.

En introduisant des variables sans dimensions ε pour l'énergie et ρ pour la distance parcourue par l'ion en mouvement, Lindhard montre que le pouvoir d'arrêt électronique est proportionnel à la vitesse

$$\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_e = k\varepsilon^{1/2}$$

$$\varepsilon = \frac{aM_2}{Z_1 Z_2 \ell^2 (M_1 + M_2)} E, \qquad \rho = 4Ma^2 N \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} X$$

$$a = 0{,}8853 a_0 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1+2}$$

m et ℓ sont respectivement la masse et la charge de l'électron
N est le nombre d'atomes par cm^3 du ralentisseur
E est l'énergie de l'ion
X est la distance parcourue par l'ion

$a_0 = \frac{h^2}{mC^2}$ rayon de l'orbite de Bohr.

Quant au pouvoir d'arrêt nucléaire il est obtenu à partir de l'expression de la section efficace différentielle de diffusion nucléaire. Le potentiel utilisé est du type Thomas-Fermi pour tenir compte de l'effet d'écran dû au cortège électronique. La figure 3 représente le pouvoir d'arrêt électronique et nucléaire.

Dans la théorie de Lindhard nous remarquons que lors des collisions nucléaires, l'auteur ne tient compte ni des diffusions multiples, ni des collisions atomiques inélastiques. Ce dernier effet a été étudié par Loftlager (Lo68) et comparé aux résultats obtenus par un potentiel de Thomas-Fermi. D'autre part, Bister (Bi69) en tenant compte de ces résultats montre que l'incidence sur la vie moyenne mesurée est de l'ordre de 8%.

Par ailleurs, Fastrup (Fa66, Fa68) a étudié le pouvoir d'arrêt électronique entre 100 et 1000 kev pour des ions ralentis dans du carbone figure 4. Ces résultats montrent des fluctuations autour de la courbe théorique qui semblent augmenter avec l'énergie.

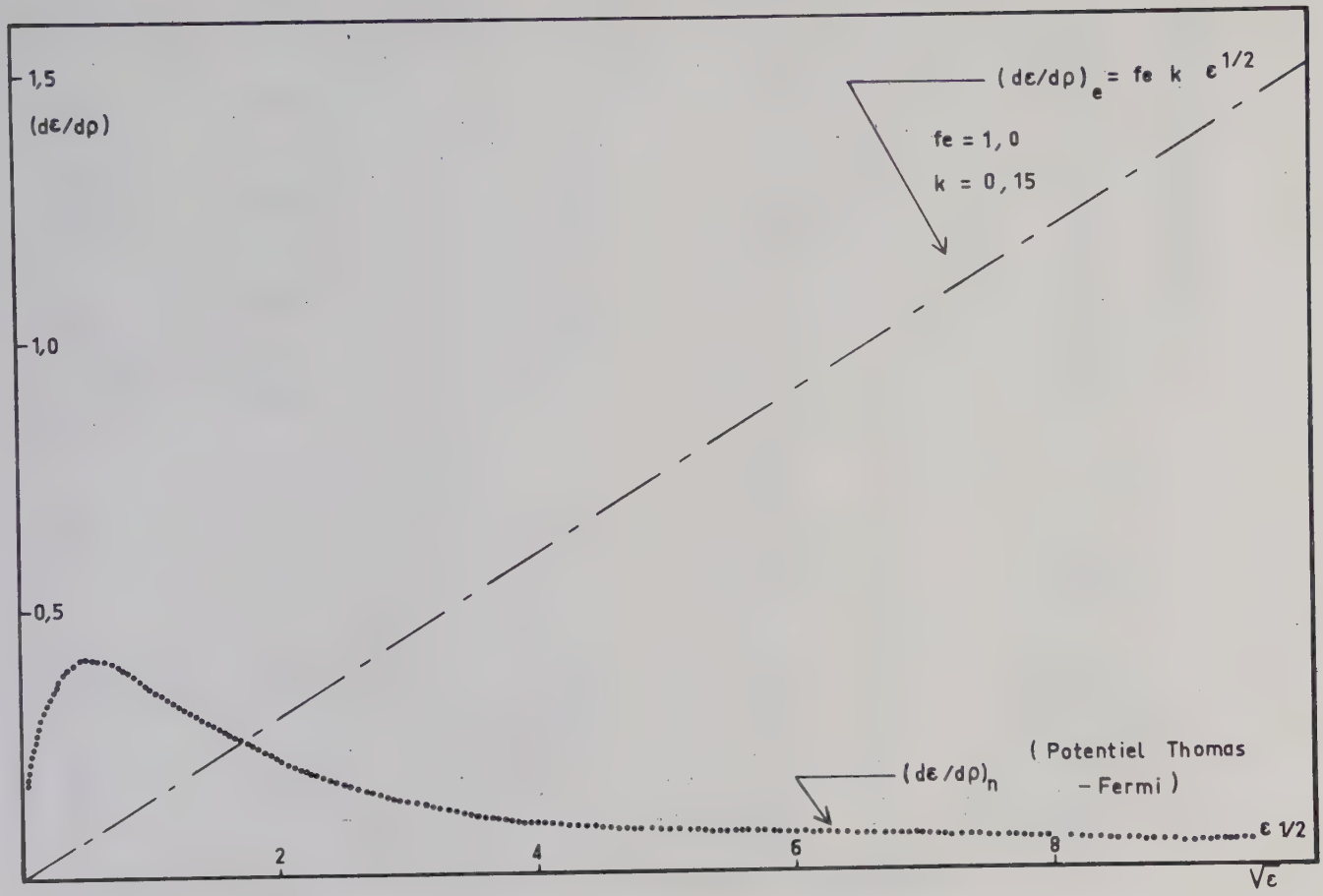


Fig. 3 Variations théoriques des pouvoirs d'arrêt nucléaires et électroniques

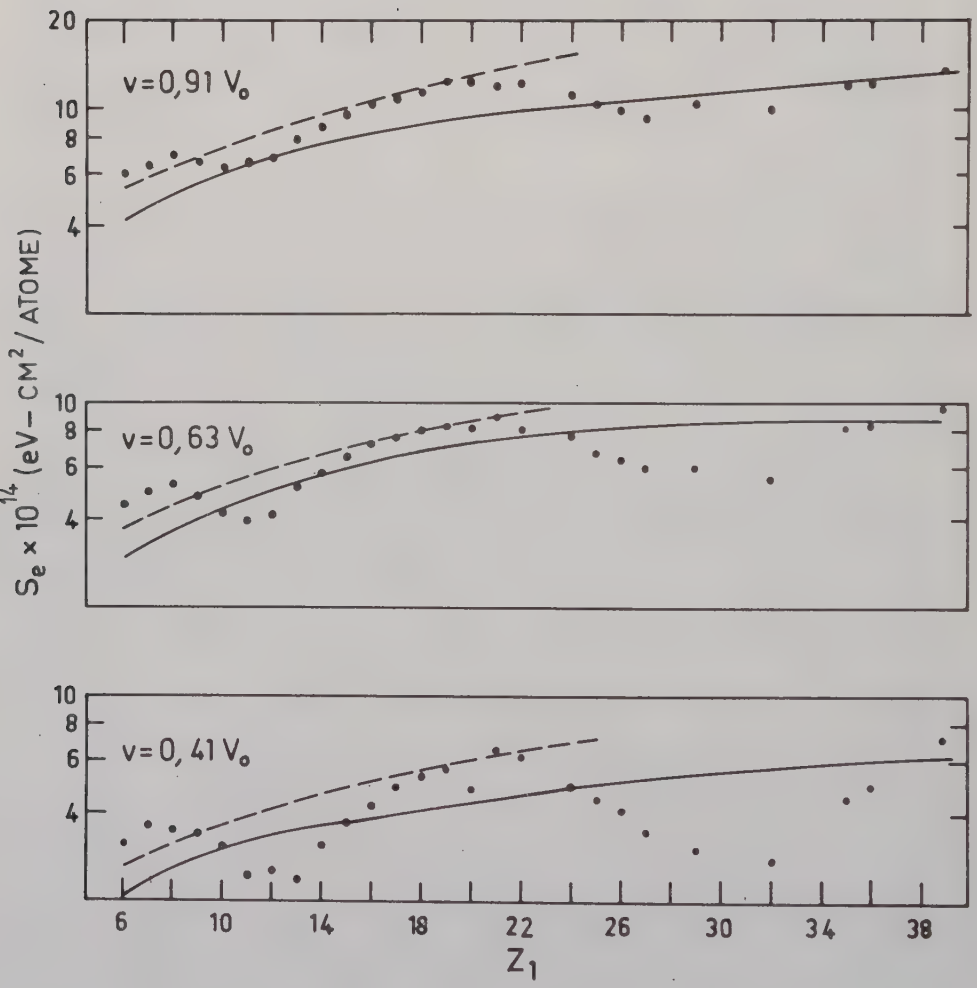


Fig. 4 Pouvoir d'arrêt électronique dans le carbone en fonction de Z_1

——— Courbes théoriques de Lindhard

Calcul du temps de ralentissment

Pour calculer le temps mis par l'ion de recul pour passer de la vitesse V_m à V, Blaugrund (B166) utilise le formalisme de Lindhard, en tenant compte de l'influence angulaire de la diffusion nucléaire sur la variation d'énergie.

En introduisant les constantes

$$T = \frac{\hbar}{2} \frac{(A_1 + A_2)^2}{4Ma^2 N A_1 A_2}$$

$$m = \frac{1.6\ 3\ 10^3\ A_1 A_2}{Z_1 Z_2 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})(A_1 + A_2)}$$

t s'écrit

$$(1) \qquad t = T\sqrt{\frac{m}{2}} \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_0} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon^{1/2}\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)}$$

Dans l'expression de la variation d'énergie, la vitesse de recul V(t) des ions dans le milieu est remplacée par sa projection sur l'axe initial de recul $v(t)\langle\cos\phi\rangle$ (ϕ étant l'angle de diffusion dans le système du laboratoire). L'expression de ce facteur correctif, $\langle\cos\phi\rangle$ au temps t, est donnée sous la forme

$$(2) \qquad \cos\phi = \exp\left[-\frac{G(r)}{2r} I\right]$$

où $r = \frac{A_1}{A_2}$ et $I = \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_0} \frac{\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_n}{\varepsilon\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)} d\varepsilon$

$$G(r) = \begin{cases} 1 + \frac{2}{3} r - \frac{7}{15} r^2 + 8 \sum_{n=3}^{\infty} \frac{(-r)^n}{(2n+1)(2n-1)(2n-3)} & r < 1 \\ \frac{2}{3} + \frac{8}{15} \frac{1}{r} - 8 \sum_{n=3}^{\infty} \frac{(-\frac{1}{r})^{n-1}}{(2n+1)(2n-1)(2n-3)} & r > 1 \end{cases}$$

Les expressions (1) et (2) permettent le calcul du facteur d'atténuation $F(\mathbf{z})$ dont nous discuterons l'application dans le chapitre suivant.

Champ magnétique transitoire

Grodzins (Gr66, Bo66) et Herskind (He68) ont relevé des écarts importants dans les mesures de g, dans un champ magnétique statique par rapport à celles obtenues par implantation du noyau de recul dans un corps ferromagnétique. Ces variations systématiques s'expliquent par l'action d'un champ transitoire créé par les électrons polarisés capturés dans les états liés de l'ion durant son temps de recul.

Lindhard (Li71) montre que ce champ transitoire est dû, avant tout, au phénomène de dispersion d'électrons par l'ion de recul.

Comme base de calcul, l'auteur propose l'image de l'ion en mouvement dans un gaz d'électrons polarisés à densité constante.

Le champ entourant l'ion est un champ coulombien protégé, d'une part par les électrons qui le suivent dans ses états liés, et d'autre part, par les électrons dispersés par lui. Ainsi à grande distance, on peut considérer l'ion entouré de ces électrons comme étant neutre. Ceci nous permet de considérer le champ comme étant un champ statique Thomas-Fermi pour un atome neutre avec une distance d'écran

$$a = a_0 0.885\ 3\ Z^{-1/3} \quad \text{où} \quad Z \simeq Z_1 \text{ si la vitesse de Fermi du gaz}$$

d'électron est faible.

Si la vitesse de Fermi est élevée l'effet sur la densité du gaz d'électrons peut être inclu dans la distance d'écran a, en écrivant

$$Z^{2/3} \simeq Z^{2/3} + \frac{v_F}{v_0} \quad \text{où } v_F \text{ est la vitesse de Fermi et } v_0 = \frac{e^2}{\hbar}$$

Quand les électrons sont dispersés par un champ coulombien attractif leur densité est très grande au centre de dispersion. En supposant que la dispersion des électrons polarisés donne une densité de magnétisation proportionnelle à leur densité de probabilité, on peut écrire, en supposant une symétrie sphérique la valeur du champ à l'origine

$$B = \frac{8}{3} \pi Q \zeta N \mu (1 + \xi)$$

ζ est le nombre délectrons polarisés par atome

N est le nombre d'atomes par cm3

μ est le moment magnétique du spin de l'électron

ξ est un terme d'asymétrie

Q est le facteur d'augmentation qui tient compte de plusieurs effets

$Q = \chi RCP$

Le terme le plus important vient du calcul de la densité au centre de dispersion d'un potentiel coulombien sans écran

$$\chi = \frac{2\pi Z_1 v_0}{v_r}$$ où v_r est la vitesse relative

R est le terme tenant compte des effets relativistes du mouvement des électrons

P est le facteur de probabilité de rencontre avec les électrons polarisés

C = Cat. Cion Cat tient compte de l'effet de liaison des électrons polarisés alors que Cion introduit le fait que les états liés de l'ion ne sont que partiellement occupés.

Précession due au champ magnétique transitoire

En considérant que le champ magnétique entourant l'ion a une amplitude fonction de la vitesse B = B(v) pendant le temps de recul dt, la variation

$$d\psi = \omega(E)dt \quad \text{où} \quad \omega(E) = g\mu_N B((v)\frac{1}{\hbar}$$

g est le rapport gyromagnétique

$\mu_N = \frac{e\hbar}{2\pi C}$ est le magnéton nucléaire

$\omega = \omega(E)$ est le taux moyen de précession

Le processus de ralentissement étant supposé continu, la variation de temps dt s'exprimera en fonction de la vitesse de sorte que

$$\psi_{(v)} = \frac{g\mu_N}{h} A_1 M \int_0^v \frac{B(v)}{NS(E)}\, dv$$

où NS(E) est la perte d'énergie $\frac{dE}{dR}$, S(E) étant la section efficace d'arrêt par atome.

En tenant compte de l'expression de B et en introduisant des variables sans dimensions

$$\psi_{(v)} = \frac{16}{9}\left(\frac{e^2}{\hbar C}\right)\left(\frac{m}{M}\right)^{1/2} qRCg\xi\frac{v_0}{v_p} I_{(v)}$$

$$q = \left\{ \frac{Z_1 Z (A_1 + A_2)^3}{Z_2 A_1 A_2} \right\} 1/2$$

$$I_{(v)} = \int_0^{\varepsilon} \frac{d(\varepsilon^{1/2})}{d\frac{\varepsilon}{d\rho}} f(\varepsilon^{1/2}) P(\varepsilon)$$

v_p étant la vitesse de l'électron dans le système du laboratoire.

A l'intégration numérique de l'expression de $I_{(v)}$ on préfère une estimation analytique à partir d'une approximation simple de $\frac{d\varepsilon}{d\rho}$

Nous venons de voir que la densité des électrons dispersés par le noyau, était importante au centre et contrairement à ce que nous avions admis il ne peut exister de symétrie sphérique. Il existe donc un champ quadrupolaire électrique ayant pour axe de symétrie, l'axe de la vitesse de l'ion. En général, pour un noyau qui possède un moment quadrupolaire électrique, il existe une force proportionnelle à sin2θ, où l'angle θ est l'angle entre le spin et la vitesse de l'ion; ainsi le taux de précession autour de v est proportionnel à cos θ. Ce phénomène peut être une perturbation de la précession magnétique, dans ce sens que cela peut contribuer à la changer systématiquement ou à la faire fluctuer.

La précession électrique quadrupolaire est, par ailleurs, un phénomène intéressant en dehors d'un matériel ferromagnétique. Le calcul du rapport de la précession quadrupolaire par rapport à la précession magnétique mène à la relation

$$\frac{\omega_Q}{\omega_B} \simeq \frac{2Z_2F}{Ig\zeta} \frac{Q}{10^{-24}\,cm^2}$$

I est le spin nucléaire

Q le moment quadrupolaire nucléaire

$F \sim Z_2^{-2/3}\ (v/v_0)$

DEUXIEME PARTIE

NIVEAUX EXCITES DU ^{58}Co

La recherche systématique des niveaux excités du ^{58}Co a été entreprise à partir de la réaction $^{58}Fe(pn)^{58}Co$ (Q = -3.090 kev). Seule cette réaction permet l'excitation au seuil de l'état fondamental du noyau résiduel; par ailleurs la section efficace importante des réactions (pn) favorise la recherche des niveaux par la méthode des seuils neutrons.

L'analyse des seuils neutrons par la méthode du rapport nous semblait la plus précise. Les neutrons lents étaient détectés par un scintillateur NE421 qui présentait aussi une certaine efficacité aux neutrons rapides. La détection de ces derniers était assurée par un détecteur spécifique type Hornyak Button NE 450. Pour discerner les neutrons lents des rapides, nous employons donc la méthode du rapport qui consiste à détecter simultanément les neutrons lents et rapides et d'étudier la variation du rapport $R = \frac{N_\ell}{N_r}$ en fonction de l'énergie des protons. Dans la région immédiate du seuil, N_ℓ augmente rapidement, tandis que N_r n'augmente que si l'énergie des neutrons va en croissant. Par contre, si l'énergie des protons correspond à une résonance dans le noyau composé, il y a augmentation du taux de comptage pour les deux détecteurs. Dans le rapport, l'effet de résonance disparait. Le dispositif expérimental, ainsi que la mise au point électronique sont décrits dans la thèse de 3ème cycle (Ge66).

La courbe du rapport neutrons lents sur neutrons rapides est représentée fig.5.

Deux niveaux sont ainsi mis en évidence (Cr64), situés respectivement à 1050 ± 10 kev et 1380 ± 10 kev au dessus du niveau fondamental. Il est à noter fig.6 les fortes résonances que présente la fonction d'excitation à l'énergie de l'ordre de 3.9 MeV. Ces résonances ont été interprétées comme étant les résonances isobariques analogues $T_>$ du ^{59}Fe dans le noyau ^{59}Co. Le fait de ne trouver aucun niveau en dessous de 1 MeV d'énergie d'excitation s'explique, d'une part, par les détecteurs qui ne sont spécifiques qu'à partir d'une certaine énergie de neutrons, d'autre part, par le fait que si les neutrons sont émis avec un moment orbital $\ell_n > 0$, la courbe d'excitation ne présente pas de variation brusque de pente, le seuil étant alors mal défini (Ma63)

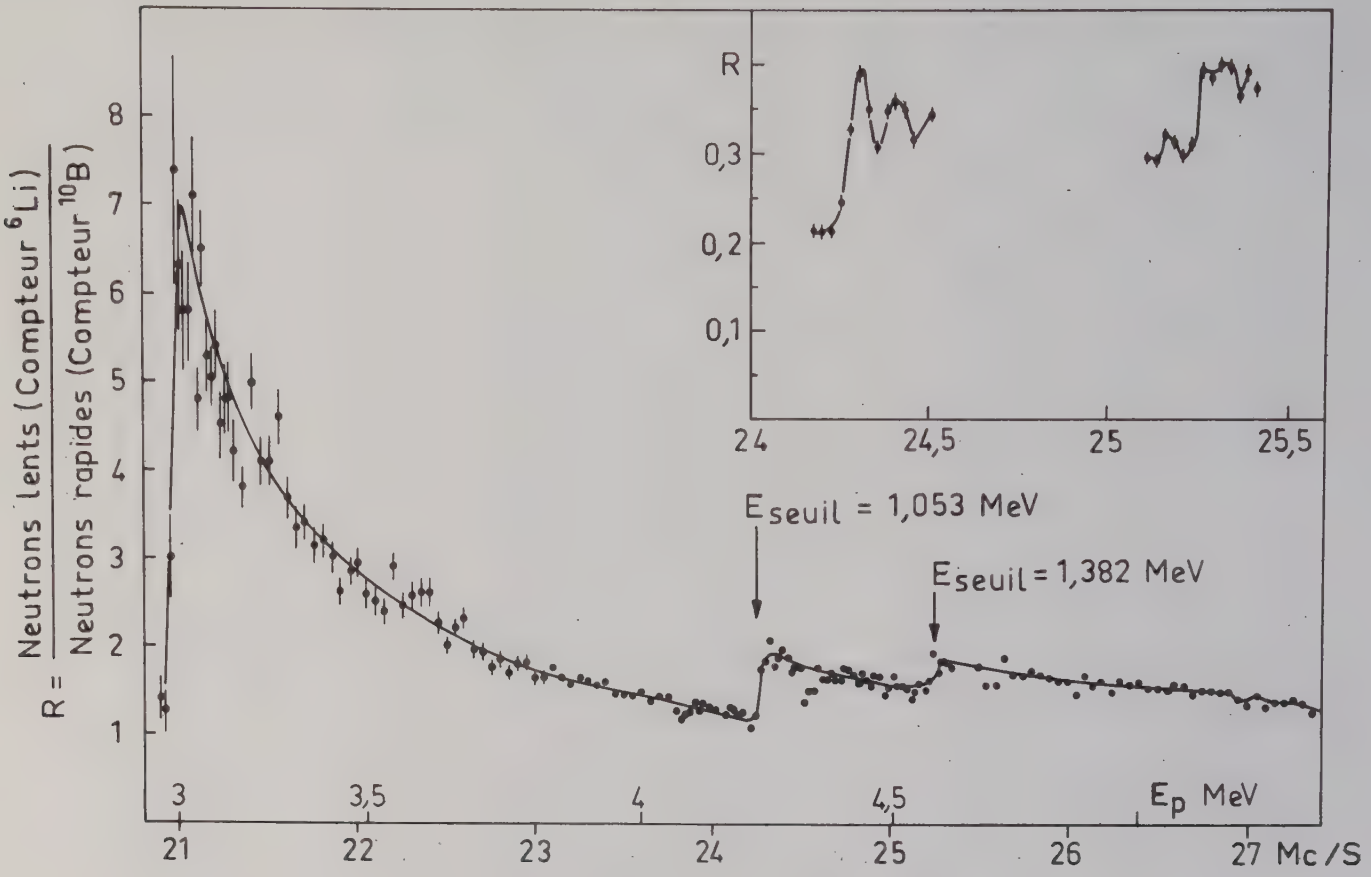


Fig. 5 courbe d'excitation du rapport $R = \frac{N_\ell}{N_r}$

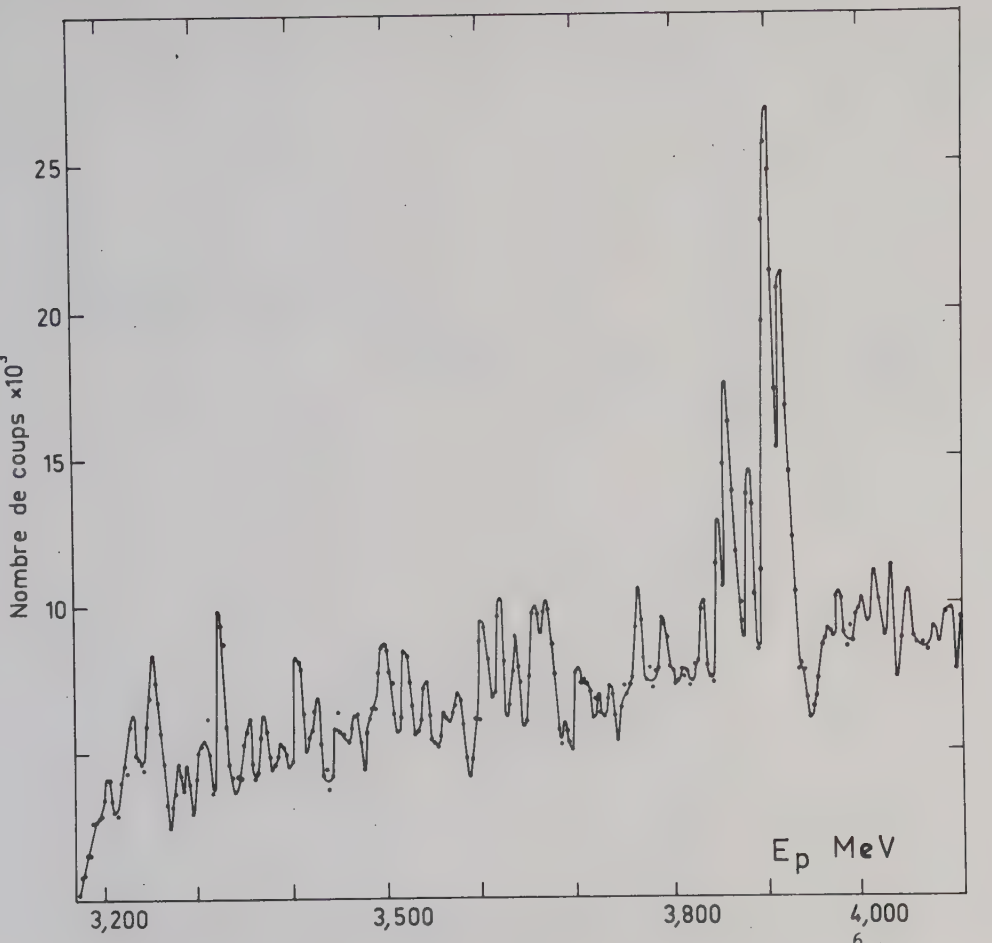


Fig. 6 courbe d'excitation des neutrons lents (compteur ^{6}Li)

La remarque ci-dessus nous a incité à rechercher les niveaux de faible énergie d'excitation en utilisant en même temps un détecteur de rayonnements gamma (CeLi $1cm^3$) ayant une très bonne résolution en énergie. Cette résolution permettait de voir l'apparition au seuil des raies gamma de désexcitation. Cette étude permettait aussi de donner le schéma de désexcitation (Go68). Les seuils gamma, ainsi que la courbe du rapport $\frac{N_\ell}{N_r}$ sont représentés fig. 7 et 8 Les figures 9 et 10 permettent une comparaison des spectres gamma enregistrés avec une cible de Fe naturel (91,64% ^{56}Fe) et une cible isotopique de ^{58}Fe(82,4%).

Les cibles autoportées utilisées, ont été obtenues à partir de l'électrodéposition du ^{58}Fe sur du Cu qui était ensuite dissout, le film de Fe étant recueilli sur un support de Ta.

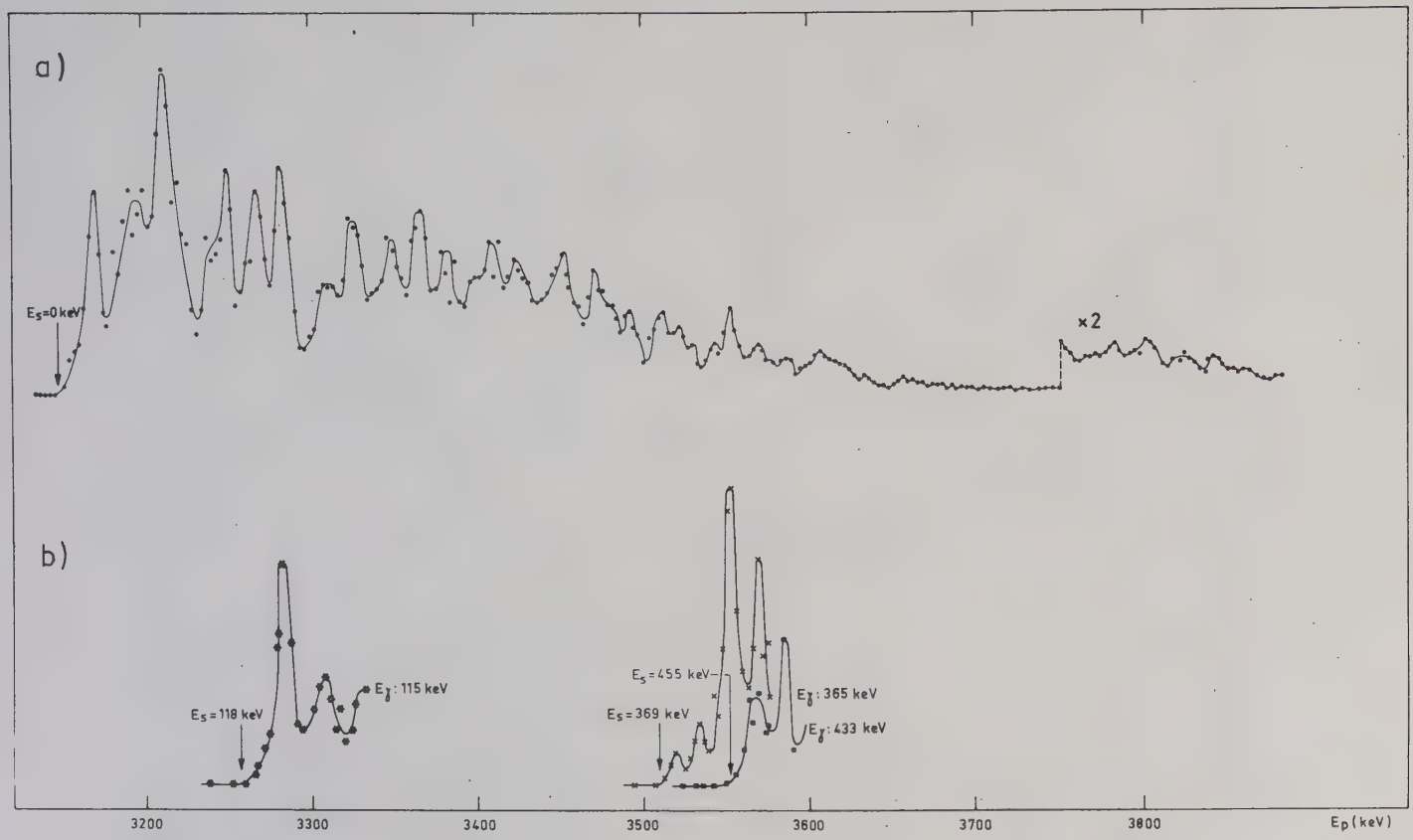


Fig. 7 $^{58}Fe(p,n)^{58}Co$ courbes d'excitation entre E_p = 3140 keV et E_p = 3870 keV
a) courbe du rapport b) excitation au seuil des rayonnements gamma

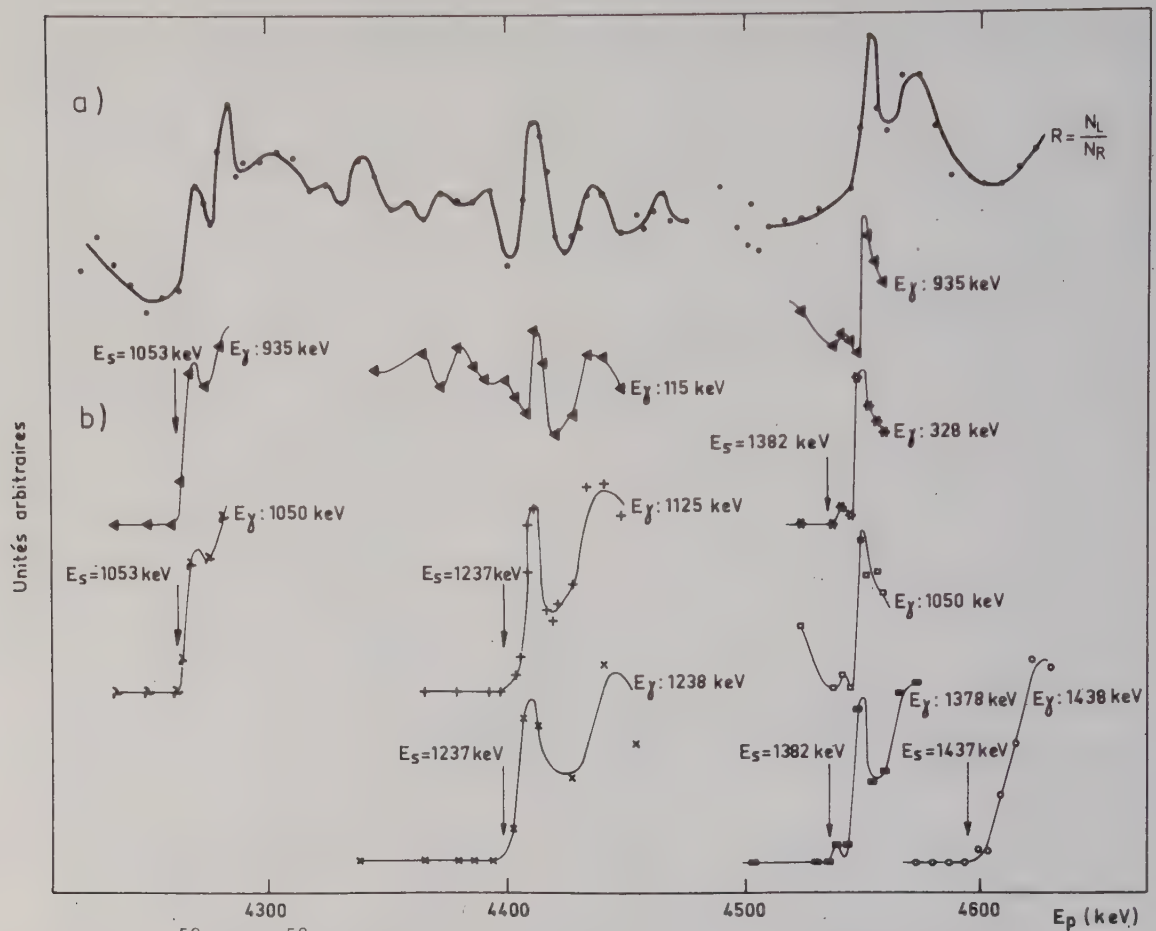


Fig. 8 $^{58}Fe(p,n)^{58}Co$ courbes d'excitation entre E_p = 4200 keV et E_p = 4650 keV

a) courbe du rapport b) excitation au seuil des rayonnements gamma

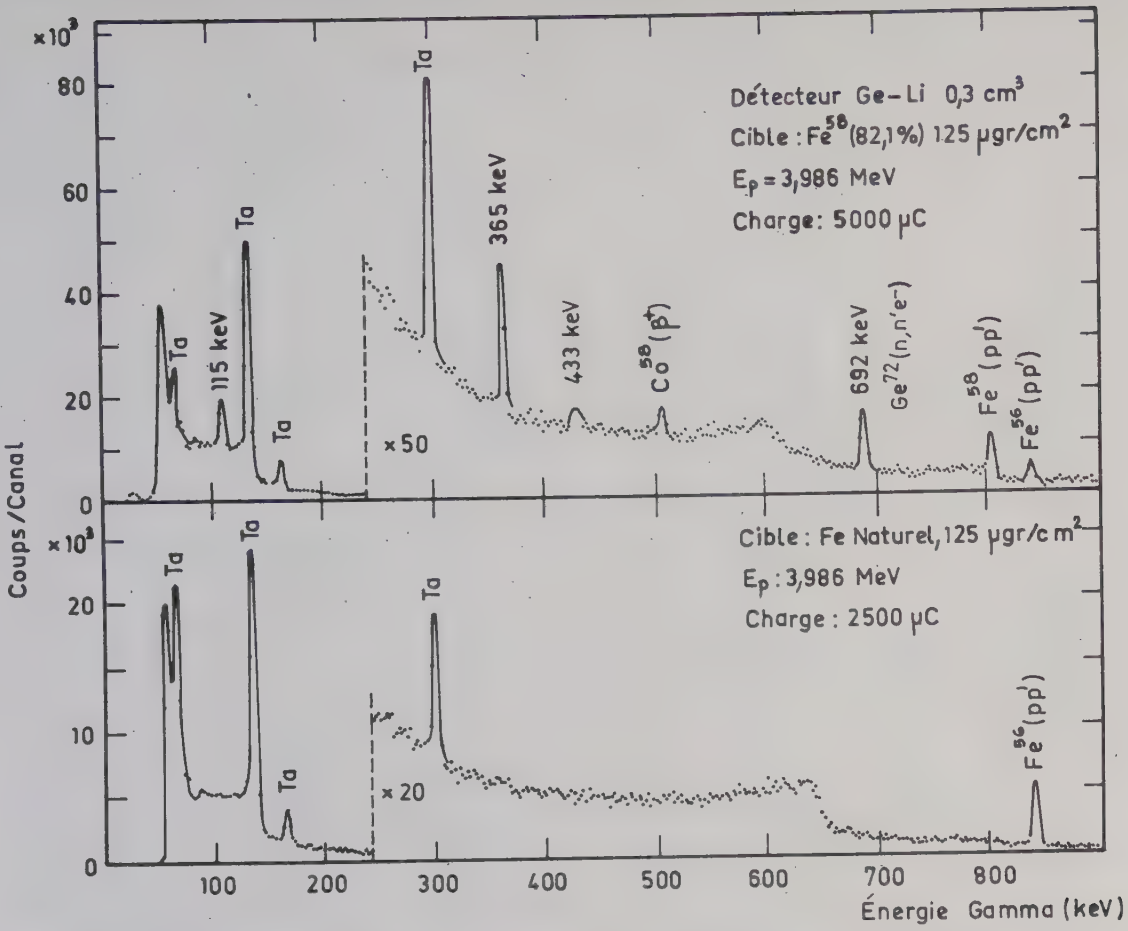


Fig. 9 comparaison des spectres gamma obtenus à partir des cibles de Fe naturel et enrichi

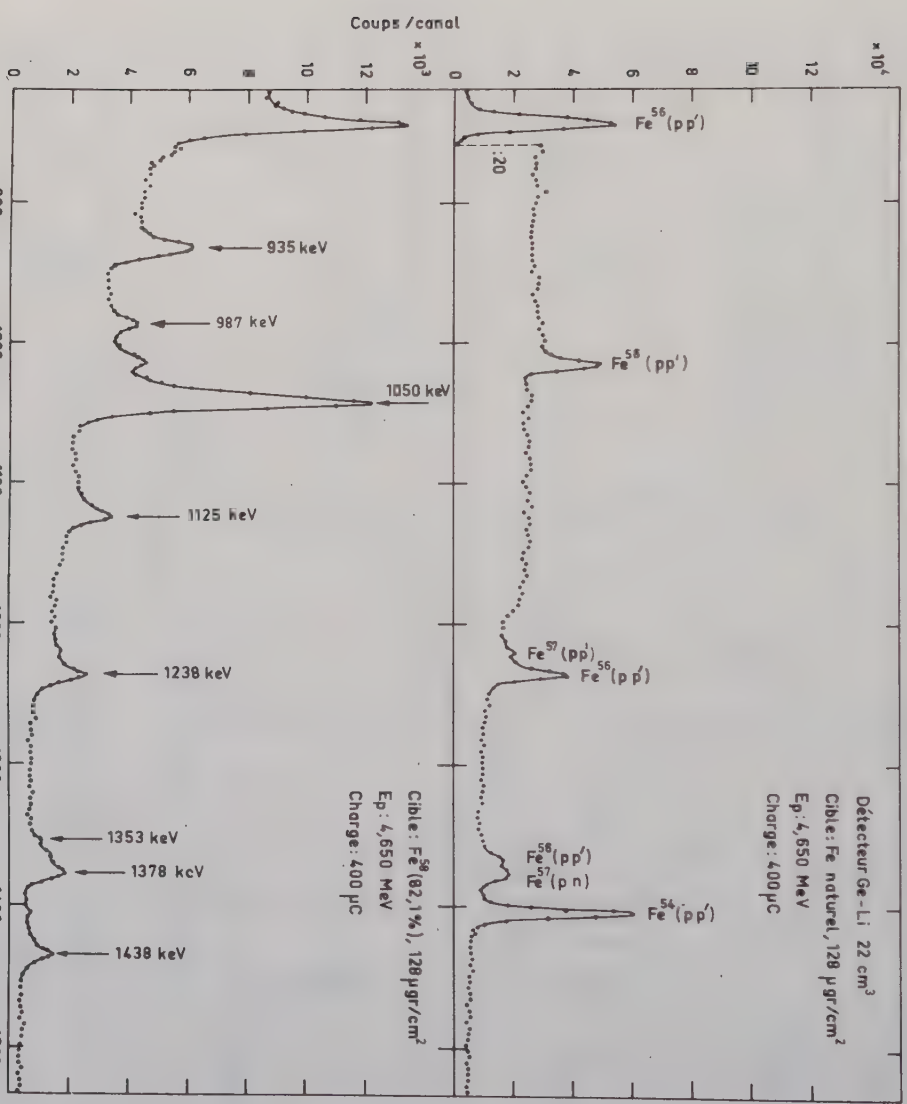


Fig. 10 Comparaison des spectres gamma obtenus à partir des cibles de Fe naturel et enrichi

Le tableau ci-après résume l'ensemble de nos résultats

Energie des seuils kev	Energie gamma kev
118 ± 3	115 ± 3
369 ± 3	365 ± 3
455 ± 3	433 ± 3
1053 ± 5	935 ± 5 1050 ± 5
1237 ± 5	1125 ± 3 1238 ± 3
1382 ± 5	328 ± 3 1378 ± 3
1437 ± 5	1438 ± 3

Pour le troisième niveau nous relevons le désaccord entre l'énergie de seuil et l'énergie gamma.

En fait, ce n'est qu'après l'identification d'un niveau à 456 kev par SUMMERS-GILL (Su70) à partir de la réaction $^{59}Co(dt)^{58}Co$ qu'il nous a été possible de montrer que le rayonnement gamma de 433 kev représentait la désexcitation de ce niveau vers l'état isomérique à 24.9 kev.

Néanmoins, le bon accord entre l'énergie des rayonnements gamma et des seuils gamma nous a permis de prouver l'existence de sept niveaux dans le ^{58}Co. Ces résultats sont en bon accord avec ceux publiés par Ball (Ba65) J. Legg (Le64), Goodman (Goo62) à partir de la réaction $^{59}Co(pd)^{58}Co$, de même que ceux obtenus à partir de la réaction $^{59}Co(dt)$ par Zeidman (Ze60).

Brandi (Br64), au cours d'une étude systématique d'un grand nombre d'états isomériques à l'aide de réactions photonucléaires, attribue à une transition de 53 ± 1 kev dans le ^{58}Co, une activité de 10.2 ± 0.6 µs.

Schwartz (Sc68), puis Trier (Tr69) à l'aide de la réaction de transfert ^{57}Fe(^{3}He,d) déterminent un niveau à 52 kev.

De notre côté, à l'aide de la réaction ^{58}Fe(pnγ), nous avons établi l'existence de ce niveau par la mesure précise des rayonnements gamma retardés de l'excitation à l'aide de la technique du faisceau pulsé. Le spectre de radioactivité obtenu fig.11 montre les transitions gamma 53.2 kev et 28.3 kev provenant de la désexcitation du niveau à 53.2 kev. Dans cette étude nous avons en outre mesuré la vie moyenne de ce niveau et donné les rapports d'embranchements.

Robertson (Ro71), Xenoulis (Xe71) à partir de la réaction ^{55}Mn(αnγ) complètent le schéma de niveaux du ^{58}Co jusqu'à une énergie d'excitation de 1.928 Mev; de plus ils montrent l'existence d'un niveau à 374.2 kev et à 886.3 kev ce dernier n'a jamais pu être observé à partir de la réaction ^{58}Fe(pnγ). En effet, ce niveau se désexcite par le niveau à 111.5 kev; la transition de 774 kev est difficilement observable à cause des forts rayonnements gamma provenant des réactions ^{56}Fe(pp') et ^{58}Fe(pp'). Ce niveau a aussi été observé en spectre de neutron (temps de vol) par S. TANAKA (Ta70). Par contre, par la technique des coïncidences (nγ) nous avons établi l'existence du rayonnement gamma de 321.1 kev qui provient de la désexcitation du niveau 374.2 kev vers le niveau à 53.1 kev. En excitation directe au seuil, le rayonnement gamma de 321.1 kev n'est pas visible sur les spectres, du fait de la forte transition de 365 kev.

MESURES DE VIE MOYENNE

Méthode des coïncidences différées

Principe

Cette méthode permet de mesurer électroniquement les intervalles de temps séparant les instants d'alimentation et de deséxcitation des niveaux dont on veut connaitre la vie moyenne.

L'instant de population correspond au temps défini, soit par la détection du rayonnement gamma alimentant le niveau ou de la particule légère émise lors de la réaction, soit par l'impulsion du faisceau pulsé de particules incidentes.

Ces deux dernières méthodes seront utilisées lors de notre expérience.

Dans notre cas, l'instant de désexcitation du niveau est déterminé par l'émission d'un rayonnement gamma. La distribution en temps entre ces deux sortes d'impulsions a la forme $\frac{1}{\tau} e^{-t/\tau}$ ou τ est la vie moyenne du niveau étudié. Un analyseur multicanaux enregistrera le spectre d'amplitude délivré par un convertisseur temps amplitude dont le signal est une fonction linéaire de la différence en temps existant entre les deux impulsions.

Méthode d'Analyse

Méthode de la pente

On cherche à mesurer le temps t variable aléatoire de la loi de distribution $\omega(t) = \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau}$. L'appareillage que l'on utilise n'est pas parfait et introduit un retard aléatoire x dont P(x), que l'on appelle courbe "prompte", est la distribution de probabilité. La mesure du temps t conduit à une courbe "retardée" que nous noterons N(T), avec $T = t + x$, t et x étant des variables aléatoires indépendantes. La densité de probabilité N(T) est donnée par l'intégrale de convolution

$$N(T) = \int_{-\infty}^{+\infty} P(T-t)\omega(t)dt$$

$$N(T) = \lambda e^{-\lambda T} \int_{-\infty}^{T} P(x)e^{\lambda x}dx$$

La dérivée logarithmique loin du maximum de $P(T)$ $(P(T) \ll N(T))$ s'écrit

$$d\,\frac{\mathrm{Log}N(T)}{dT} = -\lambda$$

La pente de la droite obtenue en traçant la courbe retardée en échelle logarithmique donne la vie moyenne du niveau.

En pratique on utilise cette méthode chaque fois que la période à mesurer est supérieure d'au moins 30% à la pente de la courbe prompte. L'exploitation de la pente de la courbe retardée se fait dans une région où la contribution de la courbe prompte est négligeable. Cette méthode, en outre, est très peu sensible aux erreurs systématiques.

Méthode des moments

Lindskog et Sundstom (Su63) ont montré que la méthode du centre de gravité est la plus précise dans les cas où la vie moyenne est inférieure à la résolution de l'appareillage. En écrivant les moments d'ordre n des variables aléatoires

$$M_n(N) = \int_{-\infty}^{+\infty} T^n N(T)dT = \int_{-\infty}^{+\infty} (x+t)^n N(T)dT = \sum C_n^i M_{n-i}(P)M_i(\omega)$$

où $C_n^i = \frac{n!}{i!(n-i)!}$ et $M_n(\omega) = n!\tau^n$

Le moment d'ordre 1 s'écrit :

$$M_1(N) = \tau + M_1(P)$$

La vie moyenne du niveau est donnée par la différence des abscisses des centres de gravité des courbes retardée et prompte.Cette méthode est malheureusement très sensible aux dérives de l'électronique. En définissant les moments par rapport au centre de gravité de la courbe retardée, les moments centrés L_k d'ordre 2 et 3 s'écrivent

$$L_k(N) = \int_{-\infty}^{+\infty} (T-\bar{\tau})^k N(T)\,dT$$

$$L_2(N) = \tau^2 + M_2(P)$$

$$L_3(N) = 2\tau^3 + M_3(P)$$

Cette méthode est sujette à des erreurs systématiques expérimentales et doit être utilisée avec beaucoup de précautions. Ainsi, dans notre expérience de coïncidences neutrons-rayonnements gamma, nous avons veillé à obtenir les mêmes spectres d'énergie de neutrons pour les mesures des courbes prompte et retardée. Les effets d'empilement ont été diminués en adoptant des taux de comptage identiques. La stabilité du circuit électronique a été vérifiée tout au long des mesures.

Désexcitation et vie moyenne du niveau excité à 53.2 kev

Dispositif expérimental

Pour déterminer la vie moyenne de ce niveau, nous avons utilisé la technique du faisceau pulsé. Le système de déflection du faisceau (Fa68), ainsi que la mise au point des circuits électroniques, sont décrits dans la thèse de B. Haas (Ha71). Ce système permettait d'avoir une base d'analyse de 80 µs et un temps d'activation de 10µs.

Une cible de 150 $\mu g/cm^2$ auto supportée était bombardée par un faisceau de 0,2µA, E_p = 3.9 Mev. La détection des rayonnements gamma se faisait à l'aide d'un détecteur GeLi de 3 cc de volume ayant une résolution en énergie de 1.2 kev pour la raie de 136 kev du ^{57}Co.

Mesures et résultats expérimentaux

Le spectre de radioactivité obtenu en déclenchant le signal de la voie linéaire du détecteur par le signal de sortie du convertisseur temps amplitude (ORTEC 437A) est représenté fig.11 La contribution des rayonnements gamma, provenant de niveaux ayant une vie moyenne brève, était supprimée; le signal de déclenchement du convertisseur temps amplitude, donné par le début de bombardement, était retardé de 9µs. La raie de 24.9 kev n'est pas visible car cette transition est très fortement convertie (α_k = 2200) et d'autre part, le niveau à 24.9 kev possède une vie très longue (τ= 13h).

En sélectionnant le pic gamma à 53.2 kev, nous avons obtenu la courbe de décroissance de ce niveau (fig.12). Plusieurs séries de mesures, d'environ 10 heures, ont été enregistrées.

L'analyse de la pente, après soustraction d'un fond constant par la méthode des moindres carrés, nous a permis de déterminer la vie du niveau

$$\tau = 15.0 \pm 0{,}4\mu s$$

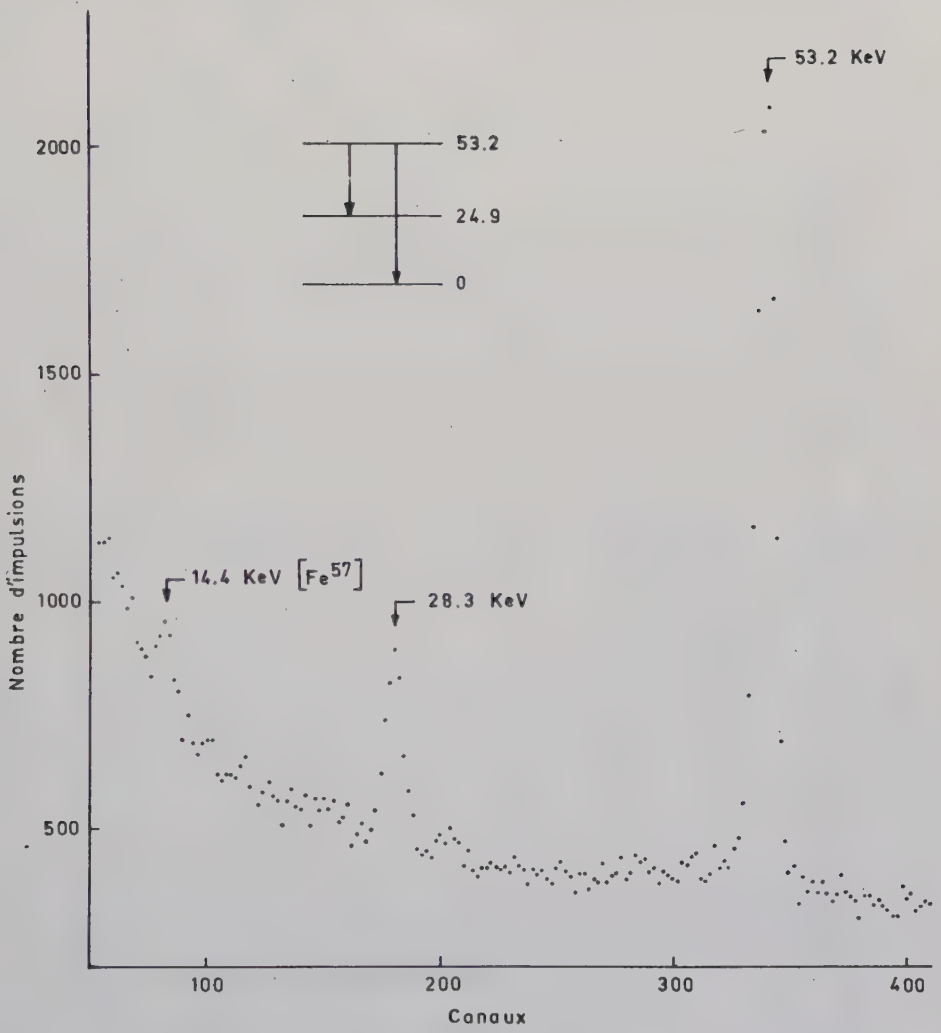


Fig. 11 Spectre gamma retardé observé dans la réaction $^{58}Fe(p,n)^{58}Co$ $\theta = 55°$, E_p = 3.9 Mev

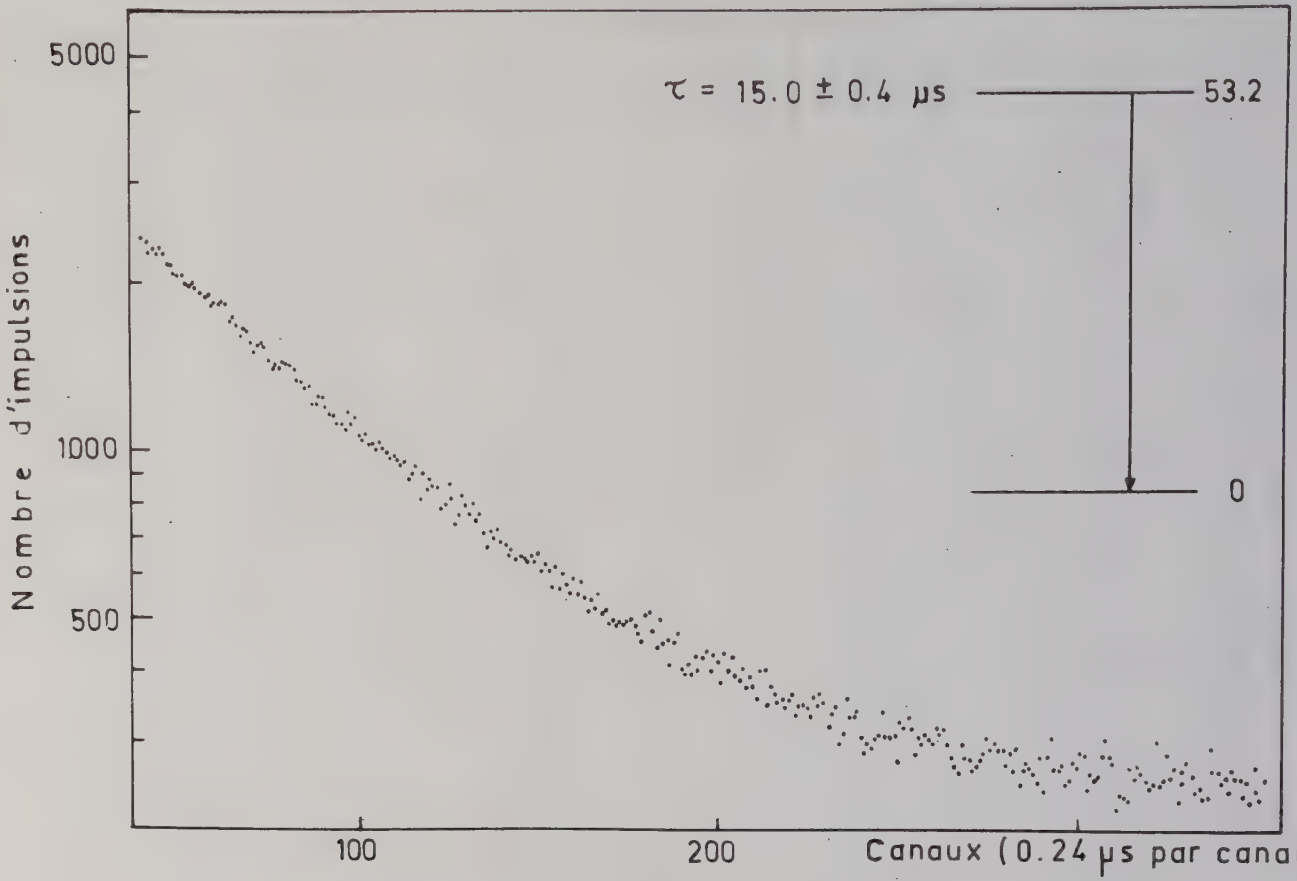


Fig. 12 Décroissance du niveau excité à 53.2 kev

L'erreur indiquée tient compte des erreurs statistiques et de l'erreur de calibrage du convertisseur estimée à 3%. Cette valeur est en excellent accord avec celles déterminées par

Brandi (Br64) $\tau = 14.7 \pm 0{,}9\mu s$ et

Robertson (Ro71) $\tau = 16.4 \pm 0{,}6\mu s$.

La vie moyenne du niveau à 53.2 kev étant très longue, la distribution angulaire des rayonnements gamma émis de ce niveau, sera fortement atténuée (perturbation due à l'intercation du champ hyperfin pour les noyaux de Co dans la matrice de fer). Nous avons donc enregistré le spectre gamma retardé à $\Theta = 55°$ (fig.11). La courbe d'efficacité du détecteur a été obtenue à l'aide des sources de ^{153}Gd et ^{241}Am. Les rapports d'embranchements sont consignés dans le tableau ci-après, ils sont en bon accord avec ceux publiés par (Xe71) (Ro71)

Transition gamma kev	Rapport d'embranchement
53.2 ⟶ 24.9	$36 \pm 3\%$
53.2 ⟶ 0	$64 \pm 3\%$
111.5 ⟶ 53.2	$40 \pm 4\%$
111.5 ⟶ 0	$60 \pm 4\%$

Nous reportons ici également le rapport d'embranchement des rayonnements gamma émis par la désexcitation du niveau à 111.5 kev. Cette mesure a également été faite à $\Theta = 55°$, après s'être assuré que le coefficient A_4 de la distribution angulaire est nul dans la limite de la barre d'erreur (voir partie C). Nous avons pour cette mesure utilisé un détecteur GeLi de $55cm^3$; l'efficacité du détecteur ayant été faite comme précédemment. Pour éviter des raies gamma de faible énergie ou les rayonnements x provenant d'un support, une cible de $200\mu g/cm^2$ auto supportée a été employée.

Vie moyenne du niveau excité à 111.5 kev

Dispositif expérimental

Nous avons choisi de mesurer la vie moyenne de ce niveau à l'énergie de la très forte résonance E_p = 3.9 Mev. Pour la détection des rayonnements gamma et des neutrons, nous avons utilisé un scintillateur organique NATON 136 de forme cylindrique, de 25mm de diamètre et 8mm d'épaisseur. Le dispositif électronique consiste en un montage classique de coïncidences"lent rapide". Les cibles auto supportées que nous avons utilisées étaient identiques à celles de la mesure précédente.

Mesures et résultats expérimentaux

Les détecteurs étaient placés à 6cm de la cible et à 90° par rapport à l'axe du faisceau. La figure 13 montre un spectre de temps obtenu dans cette géométrie. Les détecteurs n'étant pas spécifique, le spectre est symétrique par rapport aux coïncidences $\gamma\gamma$. La calibrage, en temps de l'analyseur, était de 0,114ns/canal.

Afin de vérifier cette sélection en énergie des neutrons, nous avons augmenté le temps de vol en plaçant l'un des compteurs à 10cm et l'autre à 1cm de la cible. La voie linéaire du compteur de neutrons a été déclenchée par le signal de coïncidences provenant successivement des coïncidences γn correspondant aux neutrons alimentant le niveau à 111.5 kev et aux niveaux de 365.6 et 374 kev. Les spectres d'énergie des deux groupes de neutrons sont montrés figure 14. D'autre part, une sélection en énergie sur le spectre compton de la raie de 111.5 kev de l'ordre de 20%, a été effectuée sur le deuxième compteur.

La résolution d'une courbe de coïncidences promptes (fig.15), obtenue à l'aide d'une source de ^{22}Na, est de 0,77 ns avec ces sélections d'énergie; les seuils des voies rapides étant de 3 kev pour le détecteur gamma et de 10 kev pour le détecteur neutrons.

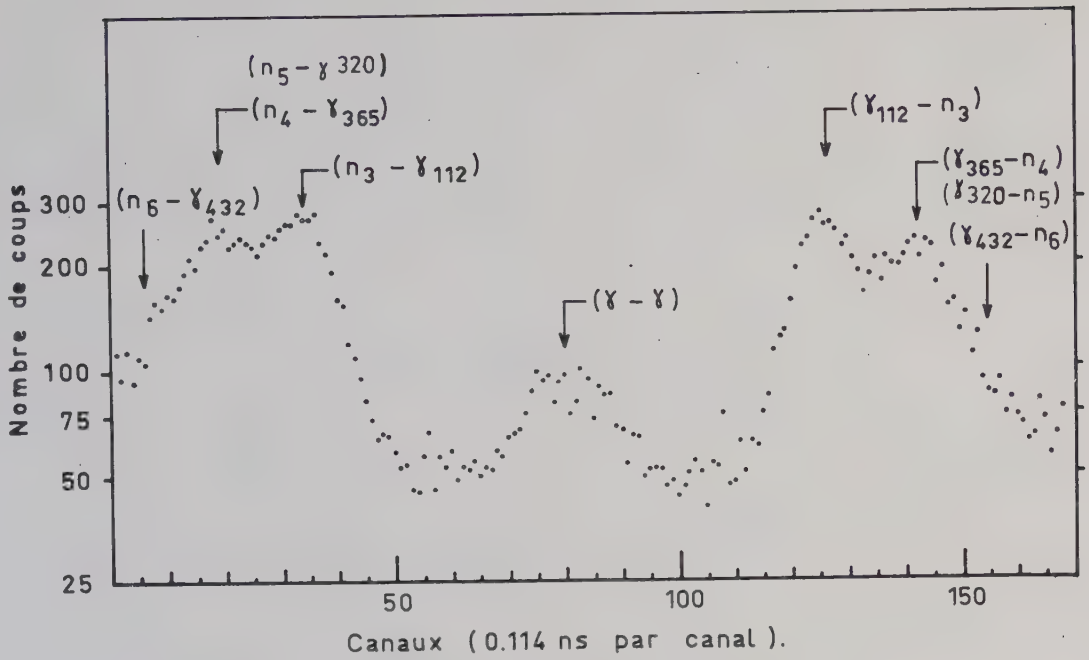


Fig. 13. Spectre de temps obtenu dans la réaction $^{58}Fe(p,n)^{58}Co$, E_p = 3.9 Mev

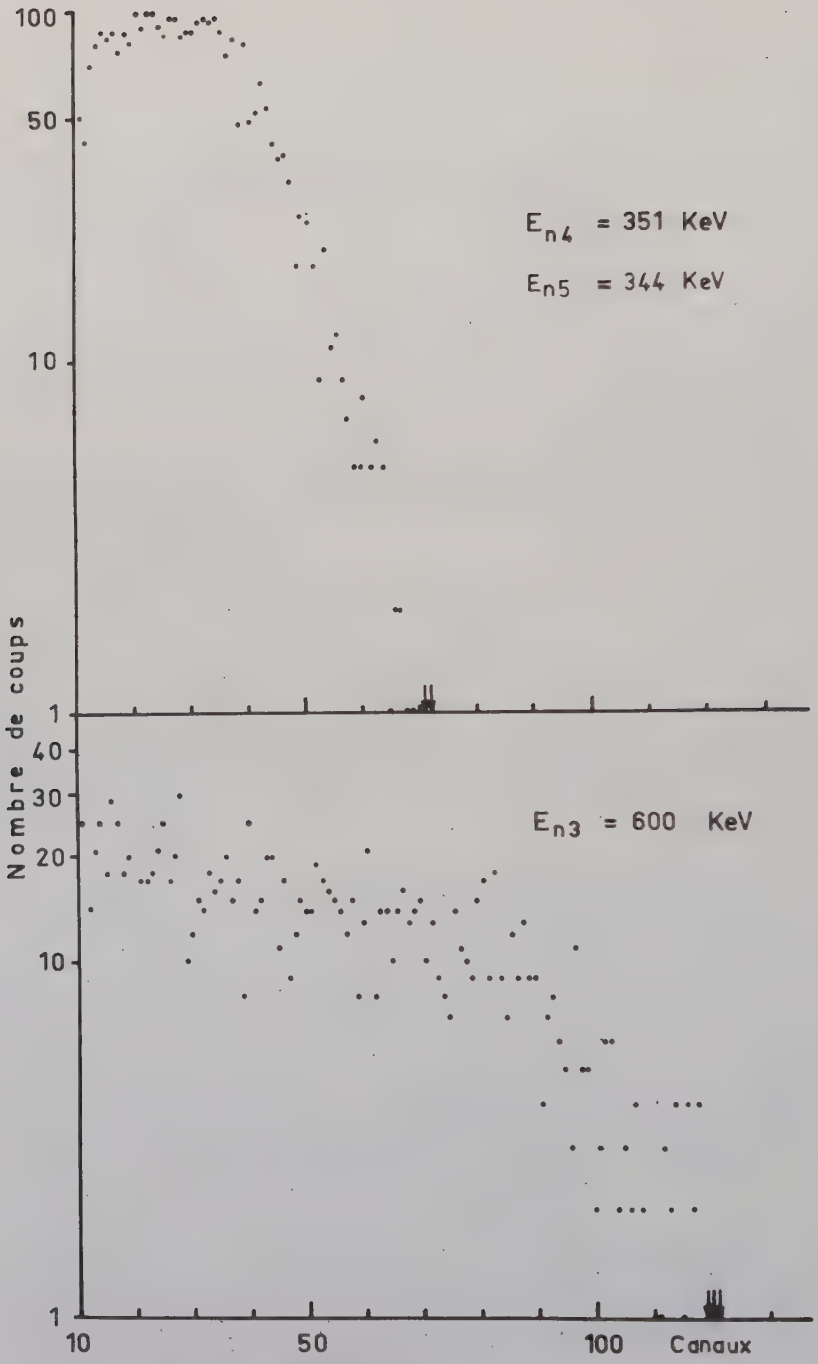


Fig. 14 Spectres d'énergie des groupes de neutrons alimentant les niveaux excités à 111.5, 365.6 et 374.2 kev.

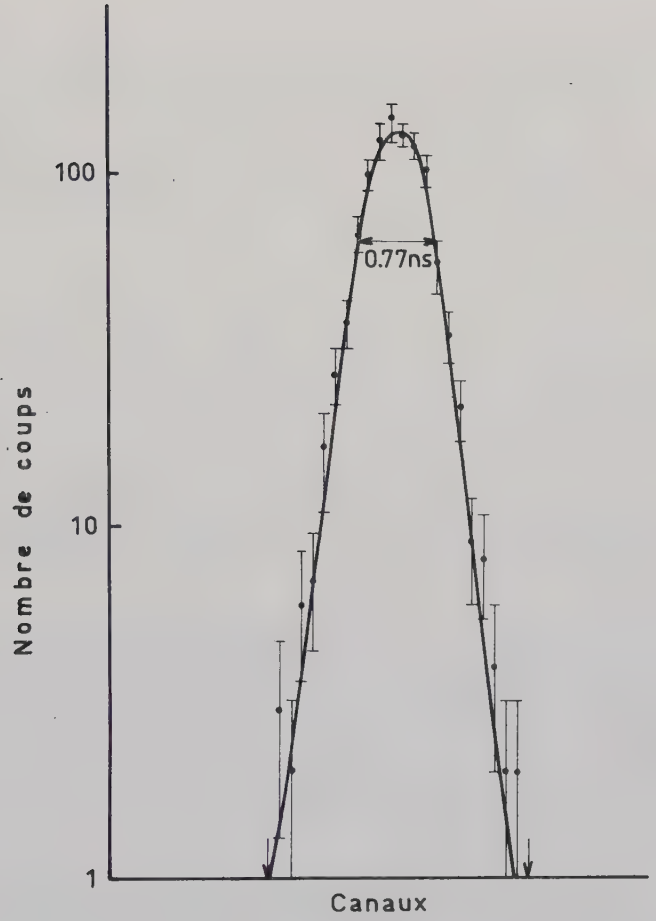


Fig. 15 Courbe de résolution prompte en ^{22}Na

Les mesures ont été effectuées avec les détecteurs neutrons et gamma, placés respectivement à 5 et 1cm de la cible. Cet éloignement était nécessaire, afin de bien séparer les pics $\gamma\gamma$ et γn; le taux de comptage était alors de 25 coïncidences par heure. Trois cycles de mesures de 4 heures ont été effectués. Pour éviter des défauts de stabilité électroniques, les spectres ont été enregistrés toutes les heures.

La mesure de la vie moyenne, connue du niveau à 377 kev $T_{1/2}$ = 0,117ns (Go66) dans le ^{53}Mn, nous servait de référence expérimentale. Pour nous placer dans des conditions expérimentales aussi proches que possible de celles de la réaction $^{58}Fe(pn)$, une cible de ^{53}Cr auto supportée de 200µg/cm^2 était bombardée par un faisceau d'intensité 0,4µA à l'énergie incidente de 2.400 Mev. Dans ces conditions il y avait le même taux de comptage et la même énergie pour le groupe de neutrons alimentant le niveau à 377 kev.

Les coïncidences n - γ correspondant à l'alimentation des niveaux à 24.9 et 53.2 contribuent très faiblement au fond observé, car leurs vies moyennes sont très longues. Les pics de coïncidences nγ correspondant à 365.6 et 374.2 kev n'ont pu être résolus. Le pic nγ correspondant au niveau à 457.4 kev est faible, du fait que nous nous trouvons au voisinage du seuil de ce niveau.

A cette énergie, les niveaux supérieurs à 111.5 kev, 365.6, 374.2 et 457.4 kev sont excités. La détermination de la vie est possible uniquement par la mesure de coïncidences retardées nγ, car les embranchements gamma alimentant ce niveau sont très faibles (Xe71).

La discrimination des différents groupes de neutrons a été faite par la méthode du temps de vol. Le tableau suivant résume l'énergie des différents groupes de neutrons, ainsi que leur temps de vol.

Energie des neutrons en kev	Temps de vol ns/m
E_n 111.5 = 600	0,933
E_n 365.6 = 351	1,220
E_n 374.2 = 344	1,234
E_n 457.4 = 263	1,410

Afin d'éliminer les coïncidences nγ des niveaux supérieurs, nous avons choisi de sélectionner en énergie, sur une des voies, le groupe de neutrons alimentant le niveau à 111.5 kev. A cet effet, le compteur a été calibré avec les sources de ^{57}Co, ^{203}Hg, ^{228}Th, ^{241}Am, en tenant compte du fait que la sortie de lumière des neutrons est environ sept fois plus faible que celle des gamma (Ch68). Nous récapitulons les données pratiques dans le tableau ci-après, en rappelant que l'énergie Compton est liée à l'énergie gamma par la relation

$$Ecompton = E\gamma \frac{2k}{2k + 1} \quad \text{ou} \quad k = \frac{\gamma}{m_o C^2}$$

m_o étant la masse de l'élection

Transition gamma kev	Energie Compton kev	source
111.5	34.1	^{58}Co *
365.6	214.7	^{58}Co *
122.0	39.4	^{57}Co
279.0	145.8	^{203}Hg
238.6	111.5	^{228}Th
59.5	11.2	^{241}Am

Nous représentons fig. 16 les courbes de coïncidences retardées obtenues à partir des réactions $^{58}Fe(pn)^{58}Co$ et $^{53}Cr(pn)^{53}Mn$. Les deux courbes sont normalisées à la même aire et résultent de la somme de trois cycles de mesures.

La vie a été claculée à partir des moments centrés d'ordre deux et trois. Dans ce cas nous avions les expressions suivantes :

$$\tau = \left(L_2(a) - L_2(b) + \tau_b^2\right)^{1/2} \quad \text{pour le moment d'ordre 2}$$

$$\tau = \left(\frac{L_3(a) - L_3(b) + 2\tau_c^3}{2}\right)^{1/3} \quad \text{pour le moment d'ordre 3}$$

où $L_i(a)$ représente les moments centrés de la courbe des coïncidences retardées obtenue par la réaction $^{58}Fe(pn)^{58}Co$

$L_i(b)$ représente les moments centrés de la courbe des coïncidences retardées obtenue par la réaction $^{53}Cr(pn)^{53}Mn$

τ_b représente la vie du niveau excité à 377 kev du ^{53}Mn

Les valeurs expérimentales obtenues, sont pour le moment

d'ordre deux $\tau = 0,26 \pm 0,02$ ns

d'ordre trois $\tau = 0,25 \pm 0,03$ ns

L'erreur a été donnée en utilisant les courbes de Sundstrom (Su62) relatives aux moments d'ordre deux et trois.

La valeur adoptée

$\tau = 0,26 \pm 0,04$ ns est affectée d'une erreur qui tient compte de la précision du calibrage, des erreurs statistiques et d'une erreur systématique éventuelle.

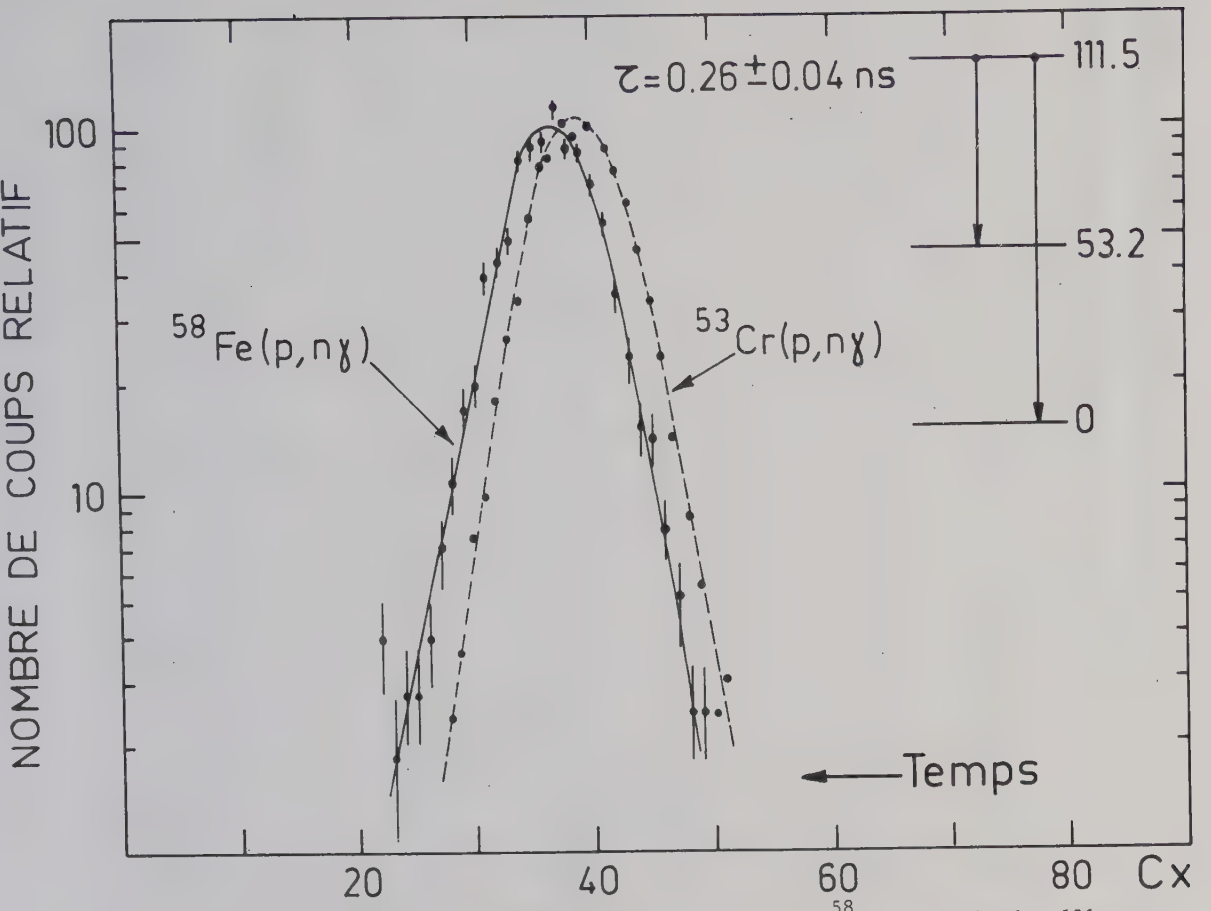


Fig. 16 Courbe de coïncidences différées nγ (111.5 kev) du ^{58}Co et courbe de référence

Méthode de mesure de vie moyenne par l'atténuation du déplacement Doppler

L'énergie d'un rayonnement gamma observé à un angle θ par rapport à l'axe de recul d'un noyau se déplaçant à une vitesse v(t), s'écrit

$$E_\gamma(t) = E_\gamma(0) \left[1 + F(\tau) \frac{v(t)}{c} \cos\theta \right]$$

$E_\gamma(0)$ est l'énergie du rayonnement gamma émis par le noyau au repos
$F(\tau)$ est le facteur d'atténuation compris entre 0 et 1, son expression est fonction de la vie moyenne τ du niveau excité et du temps de ralentissement du noyau de recul.

$$F(\tau) = \frac{1}{\tau \overline{\beta(0)}} \int_0^\infty \overline{\beta(t)} \; \overline{(\cos\phi(t))} \; e^{-t/\tau} dt$$

$\beta(0) = \frac{v(0)}{c}$, v(0) vitesse initiale du noyau de recul

$\overline{(\cos\phi(t))}$ moyenne de la valeur du cosinus de l'angle de diffusion du noyau de recul au cours du temps de ralentissement.

Le principe de la méthode consiste donc à comparer la valeur $F(\tau)$ déterminée expérimentalement à la valeur calculée par Lindhart.

La détermination expérimentale de $F(\tau)$ peut être faite de deux manières

- soit en observant la variation d'énergie ΔE à un angle d'observation fixe pour deux matériaux ralentisseurs différents

- soit en mesurant la différence d'énergie en gardant le même milieu ralentisseur et en faisant varier l'angle entre la radiation et la direction de l'ion de recul. C'est cette dernière méthode qui a été utilisée.

Vie moyenne des niveaux à 365.6, 373.7 et 457.4 kev

Mesures en coïncidences particules gamma

La réaction $^{55}Mn(\alpha n)^{58}Co$ Q =-3.51 Mev a été utilisée pour peupler les niveaux à 365.6, 373.7 et 457.4 kev. Le faisceau d'ions ^{4}He, doublement chargés, avait une intensité de 200nA.

La réaction (αn) utilisée, présente l'avantage d'avoir une section efficace relativement élevée et permet d'obtenir des vitesses de recul des noyaux assez importantes.De plus, très peu de rayonnements gamma parasites ont été observés.

Les calculs de cinématique montrent que, même pour des énergies de faisceau incident égales au double de l'énergie de seuil, l'énergie initiale des noyaux de recul reste assez bien définie et leur direction de recul est maintenue dans un cône dont le demi-angle au sommet est faible (18°). Les cibles utilisées arrêtaient complétement le faisceau de façon à ce que le recul des noyaux ^{58}Co se fasse entièrement dans le Mn.

Pour calculer l'atténuation Doppler, la vitesse initiale des ions de recul ainsi que le temps de ralentissement des ions de recul dans le milieu ralentisseur doivent être connus.

Chaîne d'analyse

Un circuit conventionnel de discrimination n-γ sur la forme des impulsions a été utilisé; de plus, une sélection en énergie a été faite, afin d'éliminer les coïncidences nγ provenant de l'alimentation des niveaux supérieurs à 457 kev.

Les neutrons étaient détectés dans un scintillateur Ne213 (12cm x 2,5cm) couplé à un PM x P1040. Ce compteur était placé à 140° par

rapport à la direction du faisceau et à 20 cm de la cible.

Un détecteur semi conducteur coaxial de 15cc ayant une résolution de 2.4 kev pour la raie de 1.33 du ^{60}Co, placé à une distance d = 5cm de la cible, était utilisé pour les rayonnements γ.

Détermination des facteurs f_e, f_n,

Les valeurs expérimentales mesurées pour les pouvoirs d'arrêt électroniques, montrent (fig.4) que la relation théorique donnée par Lindhard n'est vérifiée qu'à environ 20% près. Il est donc préférable d'utiliser les valeurs expérimentales lorsqu'elles existent.

Ne disposant pas de valeurs expérimentales concernant les pouvoirs d'arrêt électronique et nucléaire du ^{58}Co ralenti dans du Mn, la détermination des facteurs f_e et f_n s'est faite par interpolation des courbes expérimentales de Northcliffe et Schilling (No70) donnant les valeurs du ^{59}Co reculant dans le Ti et le Ni.

Erreurs provenant de la détection des particules

La vitesse moyenne $\overline{v_z(0)}$, suivant l'axe du faisceau incident, a été calculée à partir de la cinématique en tenant compte de l'ouverture angulaire du compteur de neutrons et de l'épaisseur de la cible.

$$\beta_0(E) = \frac{\int \beta_0(E)\,\sigma(\theta)\,d\theta}{\int \sigma(\theta)\,d\theta}$$

$\sigma(\theta)$ étant la section efficace d'émission des particules

et $\beta_0(E) = \beta_{CM}(1 + \gamma^{-1}\cos\theta_{CM})$ ou $\beta_{CM} = \frac{\sqrt{2m_1E_1}}{m_1+M_2}$

$$\gamma^{-1} = \left[\frac{M_2 m_4}{m_1 M_3}\left(1+\frac{m_1+M_2}{M_2}\frac{Q}{E_1}\right)\right]^{1/2}$$

Afin de tenir compte de l'épaisseur de la cible dans le calcul de la vitesse moyenne, nous avons mesuré la section efficace $\sigma(E)$ entre 7.3 Mev et 8.5 Mev en utilisant une cible mince (100 $g/_{cm^2}$) de ^{55}Mn sur du Ta

$$\overline{\beta_z(0)} = \frac{\int \overline{\beta_0(E)}\,\sigma(E)\,(dE/dx)^{-1}dE}{\int \sigma(E)\,(dE/dx)^{-1}dE}$$

Méthode de mesure

La mesure du déplacement Doppler a été obtenue à partir des spectres enregistrés alternativement en plaçant le compteur gamma à 10° et 100° par rapport à la direction du faisceau incident. Les dérives possibles, malgré un temps de comptage relativement court ≃ 2h, ont été corrigées à chaque mesure, en accumulant simultanément les spectres directs et coïncidents à l'aide d'un aiguilleur. La figure 17 montre un spectre gamma obtenu en coïncidence à $\theta = 0°$. L'énergie des raies a été calculée en déterminant le centre de gravité des pics, après soustraction d'un fond linéaire et en utilisant le calibrage obtenu au cours des mesures, à l'aide de différentes raies gamma provenant, soit de la réaction (125.9kev $^{55}Mn(\alpha\alpha')$), soit de sources radioactives (279.2kev ^{203}Hg et 661.6kev ^{137}Cs). Une mesure comprenait plusieurs enregistrements à chaque angle de détection. Pour chaque spectre nous calculions l'écart entre le centre de gravité de la raie étudiée et celui de la raie référence. La valeur moyenne de ces écarts pour chaque angle nous permettait d'obtenir le déplacement Doppler.

Résultats de mesures

La fonction $F(\tau)$, calculée à partir de la théorie de Blaugrund est montrée sur la figure 18. La valeur de $\overline{\beta_z(0)}$ est 0,0060 $\pm$ 0,0006 pour l'énergie incidente E_x = 10 Mev. Nous avons admis une erreur de 10% afin de tenir compte d'un effet de distribution angulaire des ions de recul. Les deux courbes extrêmes de $F(\tau)$ sont les courbes obtenues en variant f_n de 20%.

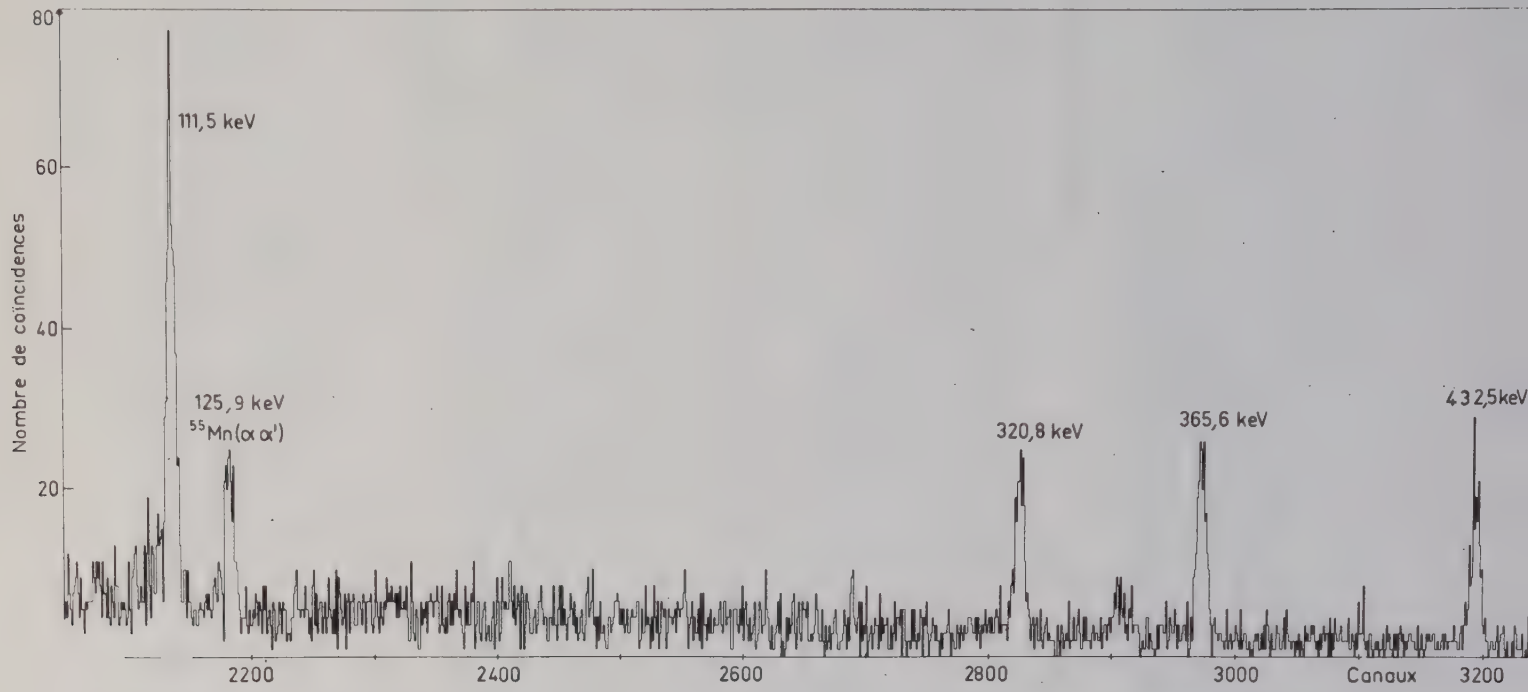


Fig. 17 Spectre des rayonnements gamma à $\theta = 0°$ en coïncidence avec les groupes de neutrons alimentant les niveaux d'énergie inférieure à 885 kev dans la réaction $^{55}Mn(\alpha n)^{58}Co$

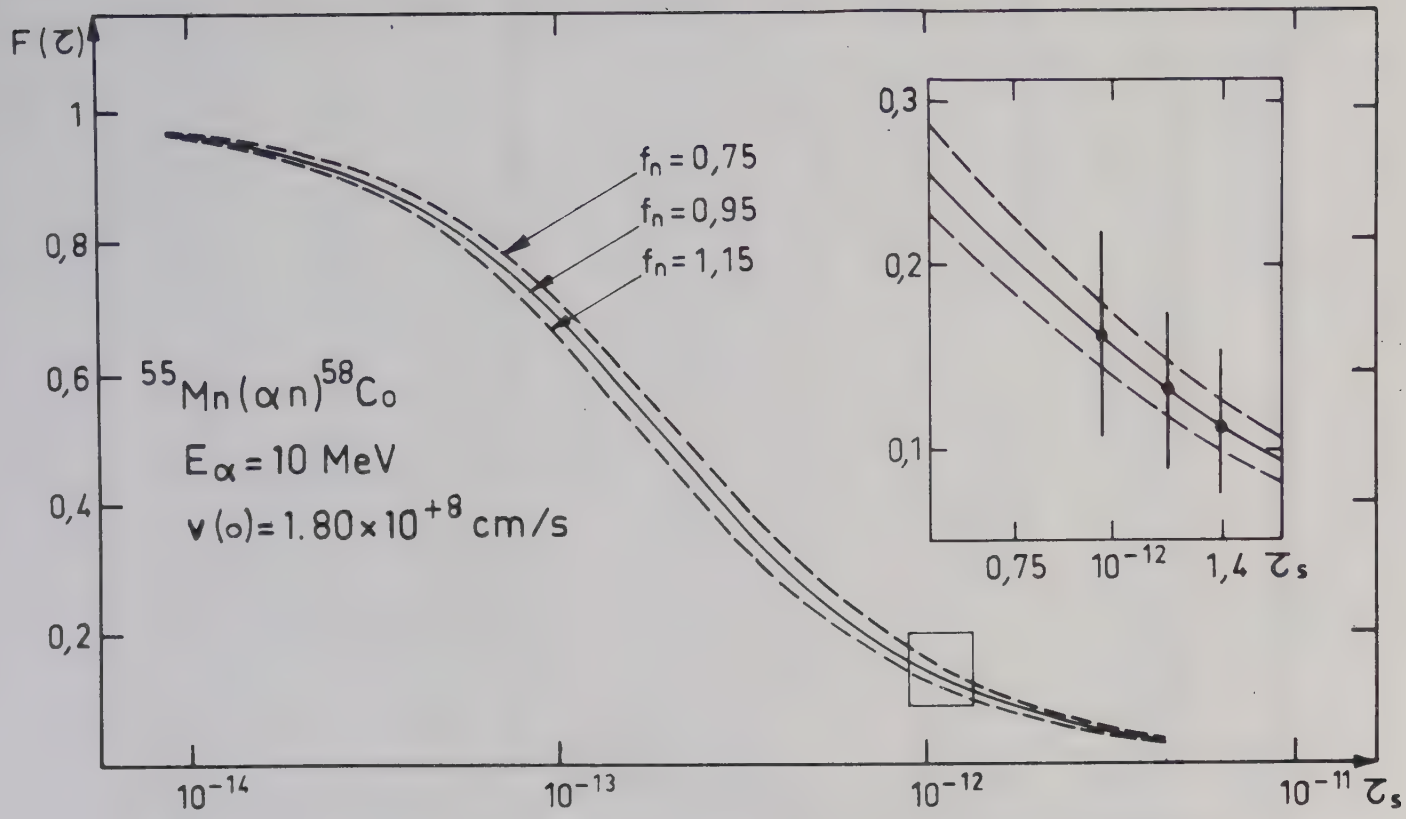


Fig. 18 Comparaison des valeurs expérimentales du facteur d'atténuation à la fonction F(τ) calculée pour les niveaux E_x = 365.6 kev, E_x = 373.7 kev, E_x = 457.4 kev

L'erreur sur τ a été obtenue en projetant l'erreur expérimentale sur ces deux courbes.

Les résultats expérimentaux sont récapitulés dans le tableau n° 1, chaque valeur correspondant à la moyenne de sept mesures.

Energie des Niveaux kev	E_γ kev	Déplacement Doppler (kev)	$F(\tau)$	τ_{ps}
365.6	365.6	$0,24 \pm 0,08$	$0,11 \pm 0,04$	$1,43 \begin{matrix} + 1,22 \\ - 0,52 \end{matrix}$
373.7	320.8	$0,32 \pm 0,11$	$0,16 \pm 0,06$	$0,90 \begin{matrix} + 0,73 \\ - 0,35 \end{matrix}$
457.4	432.5	$0,34 \pm 0,11$	$0,13 \pm 0,04$	$1,17 \begin{matrix} + 0,90 \\ - 0,44 \end{matrix}$

Tableau 1

Résultats des mesures de vies moyennes par effet Doppler obtenus dans l'expérience en coïncidence.

Mesure de l'atténuation Doppler pour le rayonnement gamma de 365.6 kev avec le ralentisseur de carbone

L'effet trouvé pour les raies gamma de 320.8, 365.6 et 432.5 kev étant faible, nous avons voulu vérifier ces mesures en employant un ralentisseur plus léger. La raie gamma de 365.6 kev la plus intense a été choisie.

Dispositif expérimental

Des cibles de 25$\mu g/_{cm^2}$ de ^{55}Mn évaporé sur du carbone épais, ont été bombardées par un faisceau de particules $^{4}He^{++}$ d'intensité 0,06µA et à une énergie de 7.7 Mev.

Les mesures ont été faites à 0° et à 90° par rapport à la direction du faisceau incident avec un détecteur GeLi de 36cc, ayant une résolution de 2.5 kev pour le rayonnement gamma de 661 kev du ^{137}Cs. Les supports de cibles étaient, soit minces ($20\mu g/_{cm^2}$) pour permettre aux ions de reculer dans le vide (on dispose la cible de manière que le faisceau traverse d'abord le support), soit épais ($3mg/_{cm^2}$) afin que l'atténuation observée fut entièrement due au support ralentisseur.

Analyse des mesures

Le facteur d'atténuation expérimental étant le rapport entre le déplacement Doppler atténué et le déplacement Doppler maximal, s'écrit :

$$F_{(\tau)} = \frac{E_{0°}\ (\text{ralentisseur}) - E_{90°}}{E_{0°}\ (\text{vide}) - E_{90°}}$$

Le déplacement Doppler a été mesuré par rapport aux pics de références déjà utilisés dans la mesure précédente. Notre mesure comprenait six enregistrements à chaque angle de détection. Le calcul de la courbe théorique $F(\tau)$

(fig. 19) a été fait avec la valeur expérimentale $f_e = 0.75$ obtenue à partir des courbes de Fastrup (Fa 68). Nous avons admis une erreur de 20% sur f_n.

La courbe analytique du facteur d'atténuation doit tenir compte des transitions des niveaux supérieurs alimentant le niveau à 365.6 kev.

Dans l'hypothèse de calcul, où la vitesse initiale β des noyaux de recul pour les différents états excités est voisine, l'expression analytique de $F(\tau)$ prend la forme suivante (Ho70)

$$F(\tau_1) = \nu_1 F(\tau_1) + \sum_i \frac{\nu_i}{\tau_i - \tau_1} \tau_i F(\tau_i) - \tau_1 F(\tau_1)$$

ν_i étant le facteur de population directe.

La correction de la courbe $F(\tau)$, $F'(\tau)$ (fig. 19) a été faite en tenant compte d'une alimentation directe du niveau à 365.6 kev de l'ordre de 31%, tandis que les autres paramètres $\nu_i \tau_i$ et $F(\tau_i)$ sont reportés dans le tableau n°2

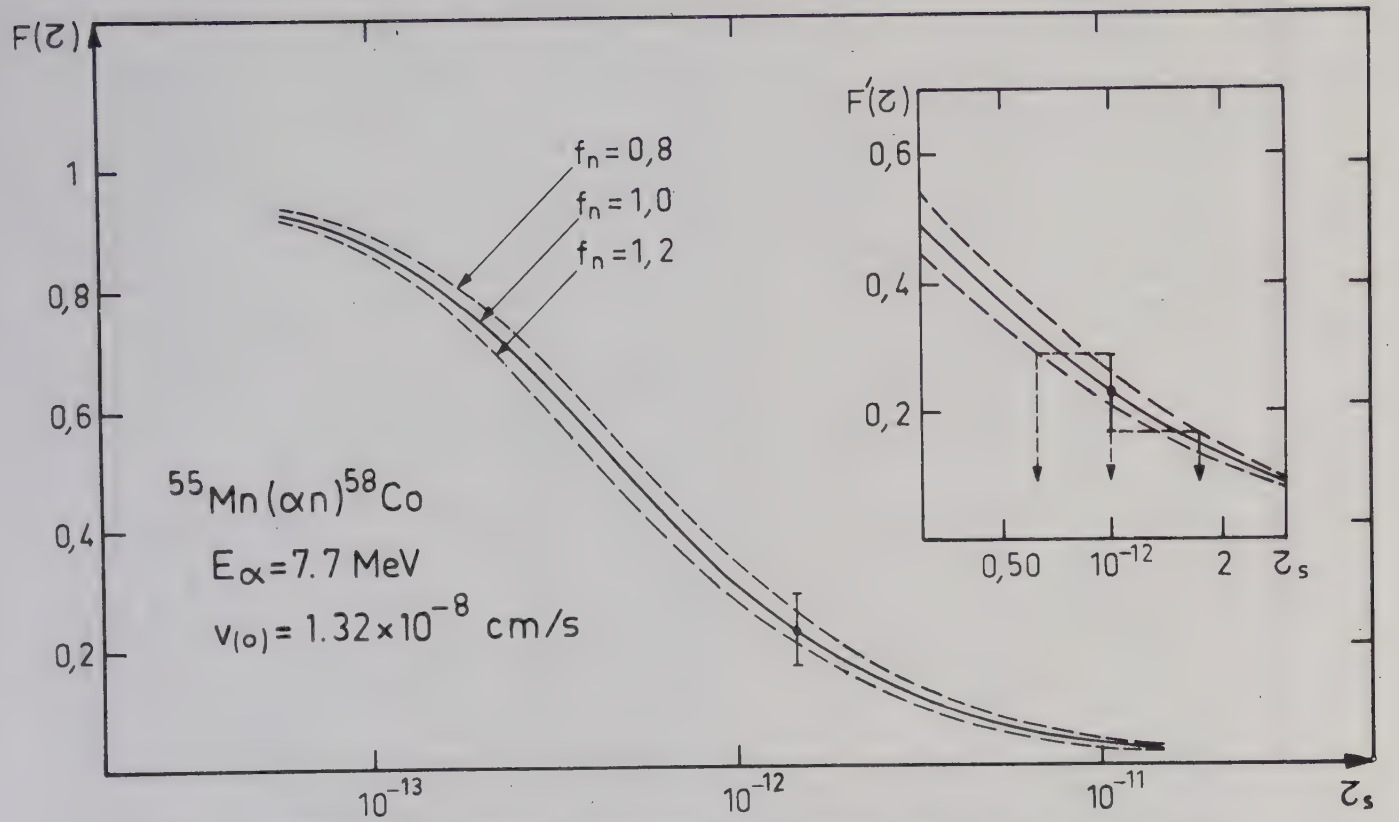


Fig. 19 Comparaison de la valeur expérimentale F(τ) mesurée dans le carbone aux fonctions analytiques F(τ) et F'(τ) pour E_x = 365.6 kev

E_x	E_γ	ν_i %	$F(\tau_i)$	τ_i ps
886	520	16	0.30	0.20
1040.6	674.7	6	0.30	0.20
1050.7	684.5	2	0.30	0.20
1353.7	987	14	0.05	2.40
1524.6	1158.8	14	0.55	0.10
1730.4	1364	23	0.55	0.10

tableau n° 2

Cascades alimentant le niveau à 365.6 kev à l'énergie incidente E_α = 7.7 Mev

Le tableau n° 3 résume les résultats de mesures.

E_x	E_γ	Ralentisseur	E_α Mev	Déplacement Doppler max	$F(\tau)$	τ_{ps}
365.6	365.6	C	7.7	$4.55 \pm 0,24$	$0,23 \pm 0,06$	$1.09 \pm \begin{matrix} 0,48 \\ 0,43 \end{matrix}$

tableau n° 3

En comparant les valeurs de τ obtenues lorsque le recul a lieu, d'une part dansle Mn et d'autre part dans le carbone, nous observons un accord raisonable. Ceci montre que la détermination des différents paramètres est satisfaisante.

Mesure de vie moyenne des niveaux d'énergie supérieure à 457.4 kev

Pour les niveaux d'énergie supérieure à 457.4 kev, le rendement de la réaction était trop faible pour permettre des mesures en coïncidences. Les mesures devaient donc être faites en direct. Nous avons choisi une énergie incidente plus faible (7.9 Mev) afin de limiter la région d'excitation et de diminuer l'ouverture angulaire des cônes des ions de recul. Dans ces conditions, le rapport $(E_{inc} - E_{seuil})/E_{seuil}$ étant de 0.11, nous avons pris la valeur $\cos \theta_{CM} = 0 \pm 0{,}33$ donnée par Warburton (Wa67). On obtient ainsi $\overline{\beta_z 0} = 0{,}0044 \pm 0{,}0004$. La figure 20 présente la fonction $F(\tau)$ calculée.

Un spectre direct, mesuré à $\theta = 90°$ dans l'expérience de détermination de l'atténuation Doppler en direct, est montré figure 21. L'énergie des raies gamma a été déterminée en utilisant les spectres à 90°, les dérives électroniques étant corrigées à l'aide des raies gamma de 197.8 kev de la réaction $^{19}F(\alpha\alpha')$ et de 810.6 kev de la radioactivité du ^{58}Fe. Deux spectres gamma, obtenus respectivement à 0° et 90°, sont comparés figures 22a et 22b. Les résultats déduits de six couples de mesures sont donnés dans le tableau n°4. D'autre part, nous avons vérifié, en employant les rapports d'embranchements donnés par Robertson et al (Ro71), que les vies moyennes obtenues dans les mesures en direct pour les niveaux à 365.6, 373.7 et 457.6 kev sont en accord avec celles obtenues dans les mesures en coïncidence.

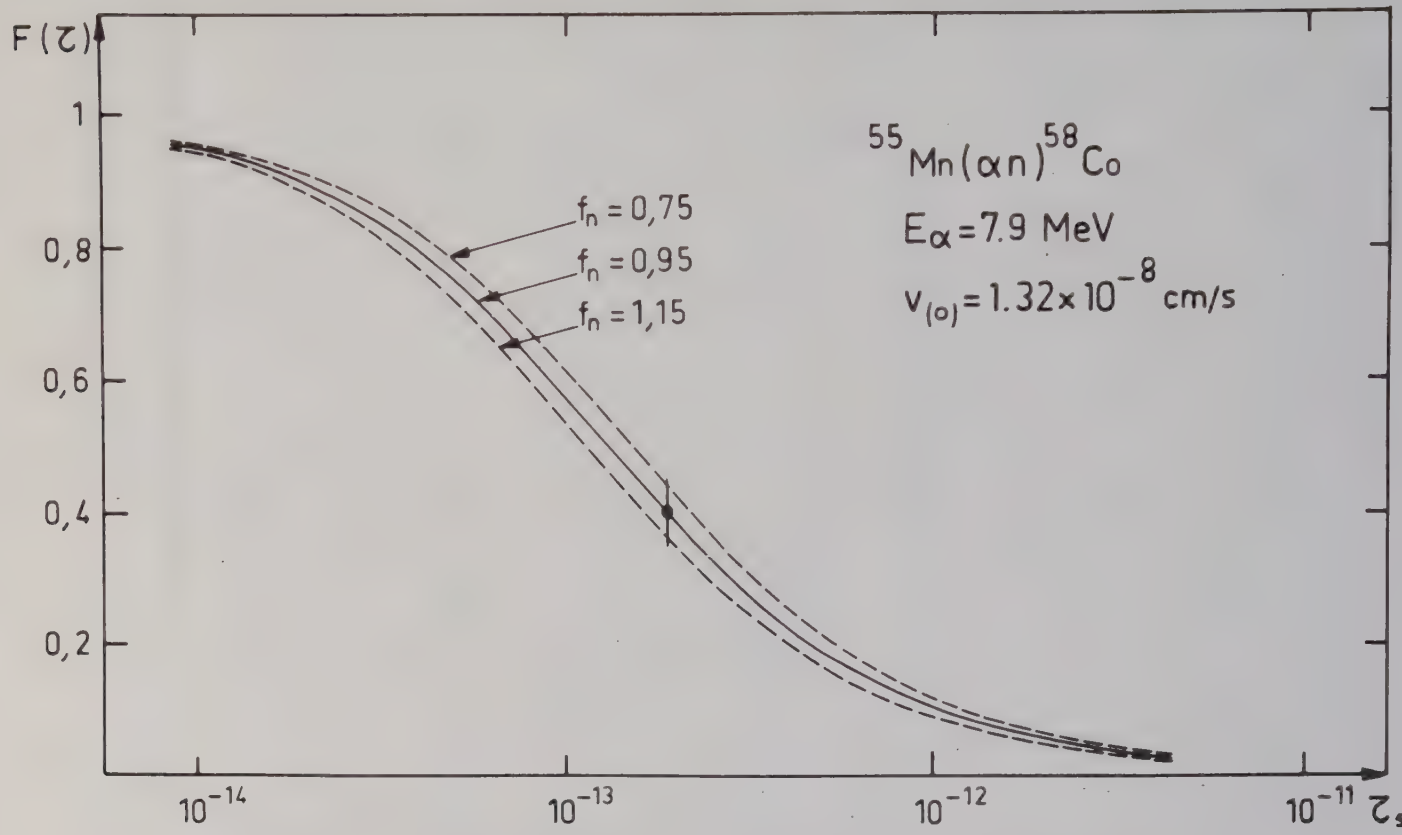


Fig. 20 Comparaison des valeurs expérimentales du facteur d'atténuation à la fonction $F(\tau)$ calculée pour les niveaux supérieurs à E_x = 457.4 kev

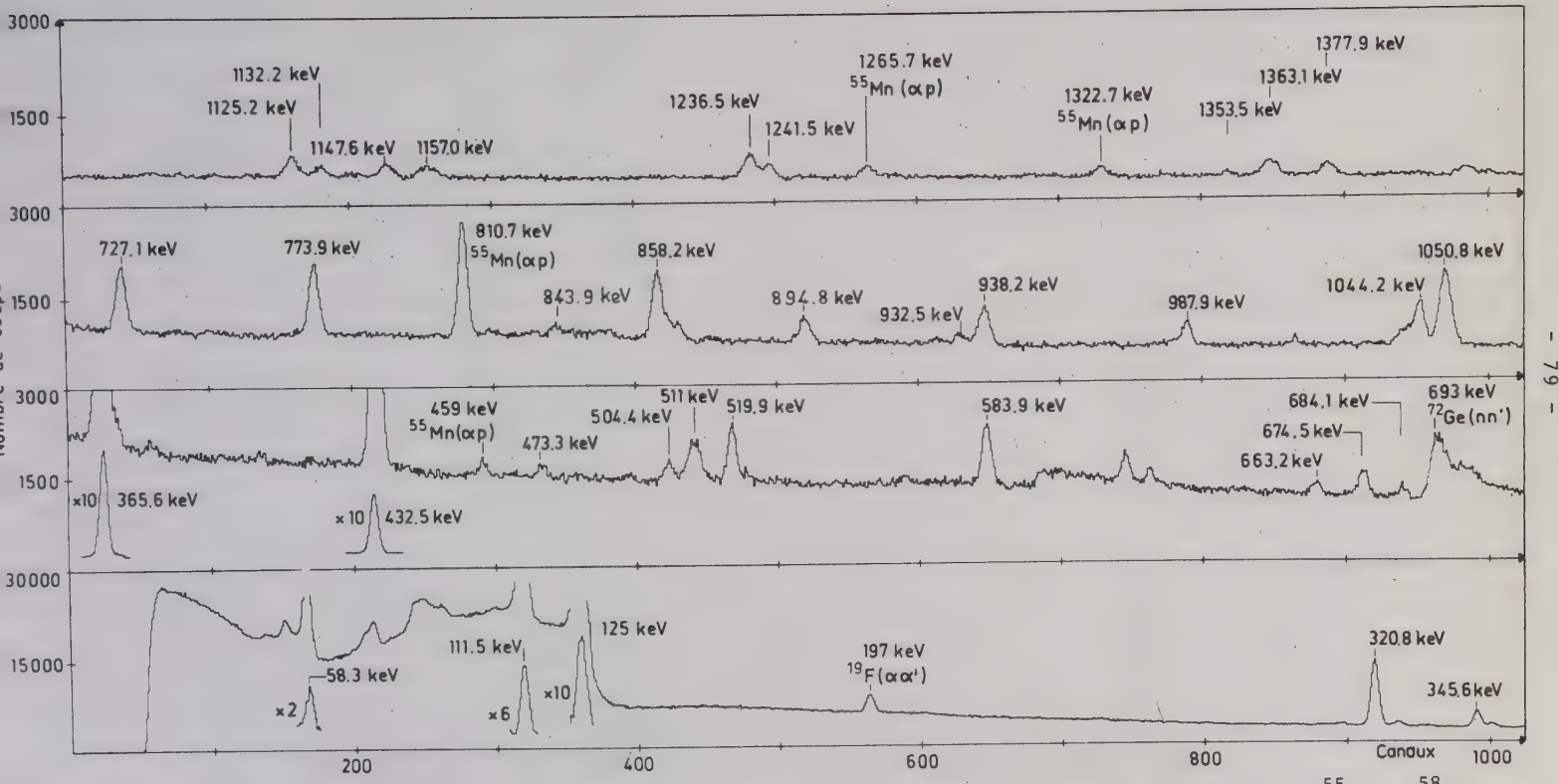


Fig. 21 Spectre des rayonnements gamma à θ = 90° par rapport à la direction du faisceau dans la réaction $^{55}Mn(\alpha n)^{58}Co$

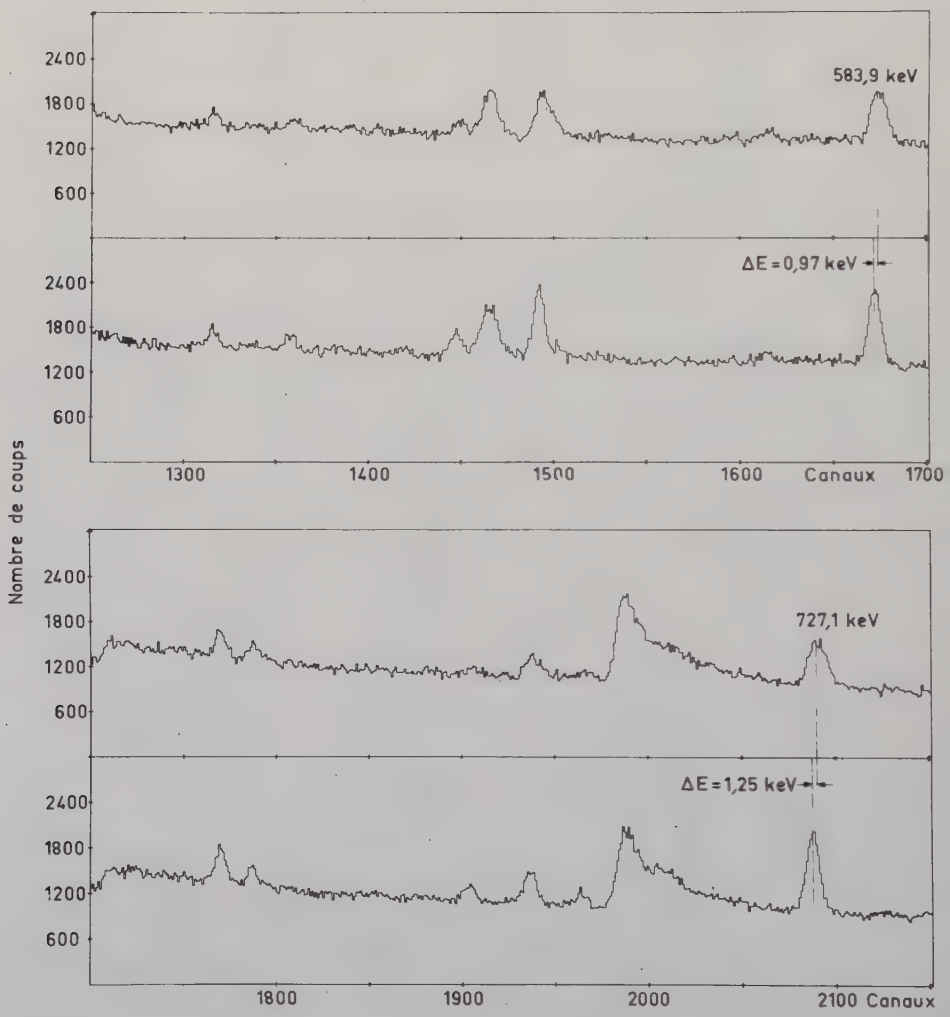


Fig. 22a Déplacement Doppler des rayonnements gamma émis dans la réaction $^{55}Mn(\alpha n)^{58}Co$, $E_\gamma < 750$ kev

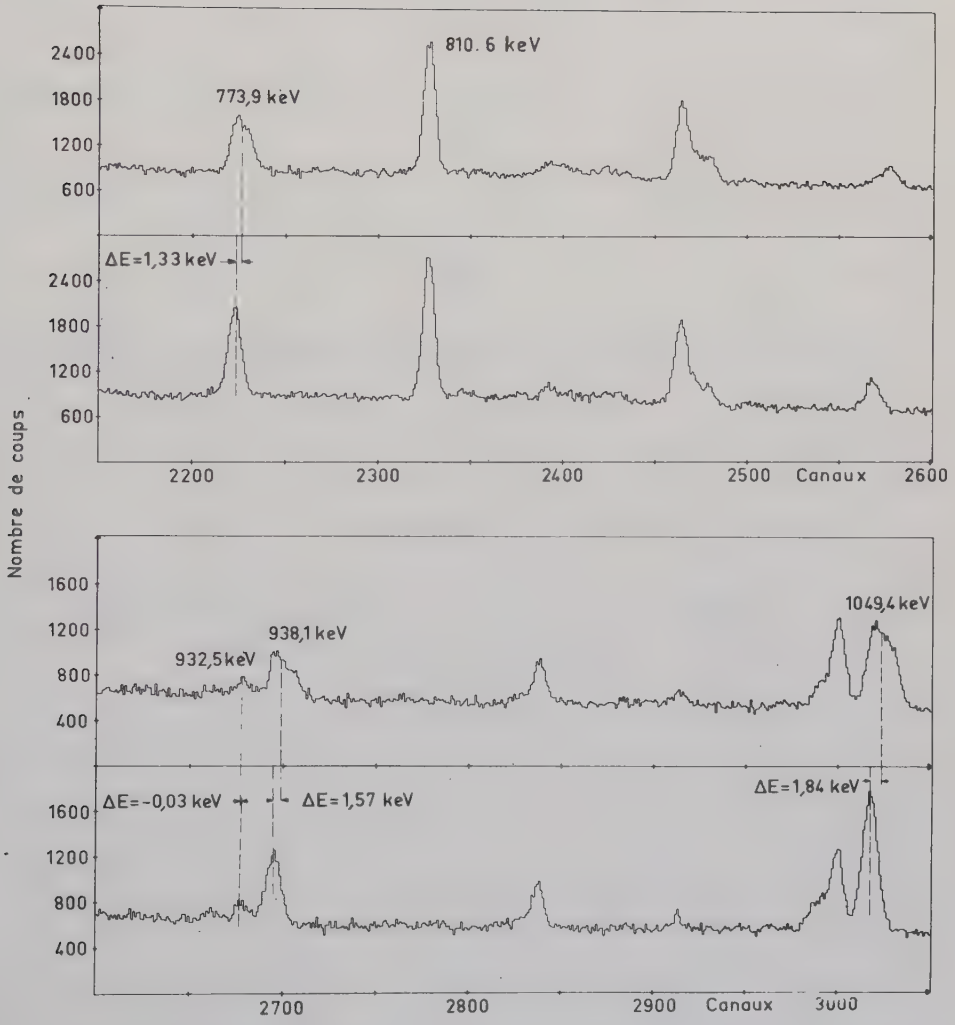


Fig. 22b Déplacement Doppler des rayonnements gamma émis dans la réaction $^{55}Mn(\alpha n)^{58}Co$, $E_\gamma > 750$ keV

E_x	E_γ	Déplacement Doppler (kev)	$F(\tau)$	τ_{ps}
885.4	773.9	1.33 ± 0.07	0.40 ± 0.05	$0.20 \begin{smallmatrix} + 0.08 \\ - 0.05 \end{smallmatrix}$
1040.1	582.9	0.97 ± 0.05	0.30 ± 0.05	$0.20 \begin{smallmatrix} + 0.08 \\ - 0.05 \end{smallmatrix}$
1044.2	932.5	-0.03 ± 0.21	-0.01 ± 0.05	1.7
1049.7	938.1	1.57 ± 0.07	0.39 ± 0.05	$0.20 \begin{smallmatrix} + 0.08 \\ - 0.05 \end{smallmatrix}$
1184.5	727.1	1.25 ± 0.06	0.40 ± 0.05	$0.20 \begin{smallmatrix} + 0.08 \\ - 0.05 \end{smallmatrix}$

tableau n° 4

Résultats des mesures de vies moyennes par effet Doppler obtenus dans l'expérience en direct.

Mesure du moment magnetique du niveau excite a 111.5 KEV

Détermination du moment magnétique du niveau excité à 111.5 kev

La méthode intégrale a été choisie pour la mesure du facteur gyromagnétique du niveau excité à 111.5 kev (τ = 0,26ns) en utilisant le champ hyperfin des atomes de cobalt implantés dans la matrice de fer.

Champ magnétique hyperfin statique

Les champs internes qui apparaissent en introduisant des impuretés (<2%) dans des matériaux ferromagnétiques, ont souvent été utilisés pour la mesure du facteur g(Me61).

Différentes méthodes pour introduire l'élément radioactif dans le matériel ferromagnétique excistent (diffusion, fusion, séparateur, implantation par accélérateur). La méthode d'implantation du noyau par recul, après réaction, présente le grand avantage de permettre une implantation en profondeur dans le réseau cristallin ferromagnétique, tout en évitant le "clustering effect". De plus, un grand nombre de niveaux excités sont accessibles.

La difficulté de cette méthode réside dans l'estimation du champ magnétique transitoire comme le montrent les travaux de Grodzins (Go68) qui a étudié systématiquement ce problème.

Dispositif expérimental

Le facteur g du niveau excité à 111.5 kev a été déduit du déplacement de la distribution angulaire du rayonnement gamma de 111.5kev suivant le sens du champ magnétique extérieur appliqué perpendiculairement au plan de la réaction. Le détecteur GeLi 15 cm^3, possédant une résolution de 2,4 kev pour la raie gamma de 1.33 Mev du ^{60}Co mobile à 7,5 cm de la cible, détectait le rayonnement gamma à 111.5 kev, tandis qu'un détecteur GeLi 40 cm^3, placé à 90° par rapport à l'axe du faisceau, servait de moniteur. La boîte à cible, ainsi que les détecteurs sont schématisés sur la figure 23.

Cibles

Les cibles de ^{58}Fe d'épaisseur 200µg/cm^2 étaient électrodéposées sur un support de fer naturel de 1/10 de mm d'épaisseur, préalablement décapé chimiquement pour enlever toute trace d'oxyde. Afin de réarranger la structure du cristal de fer après décapage et électrodéposition, les cibles ont été chauffées à 900°C sous une pression de 10^{-6} mm Hg, puis refroidies lentement.

Polarisation de la cible

La polarisation de l'échantillon ferromagnétique (5 x 5 mm) était obtenue grâce à un champ de 1.4 KG fourni par un petit électroaimant placé dans la boît à cible (fig.24). La qualité magnétique de l'entrefer a été vérifiée; un champ rémanent de quelques dizaines de gauss subsistait après coupure du courant. La valeur du champ hyperfin, pour des noyaux de Co dans le Fe, est égale à -287.8 KG (Ko71).

Le champ effectif Heff = -289.5 KG a été calculé à partir de la formule (Sh68) $Heff = H_{hf} + \frac{4}{3}\pi M + ext - DM$

en tenant compte de l'aimantation à saturation M = 1,707 KG à température ambiante et du facteur de démagnétisation D = 0, la cible étant parallèle à l'axe du champ.

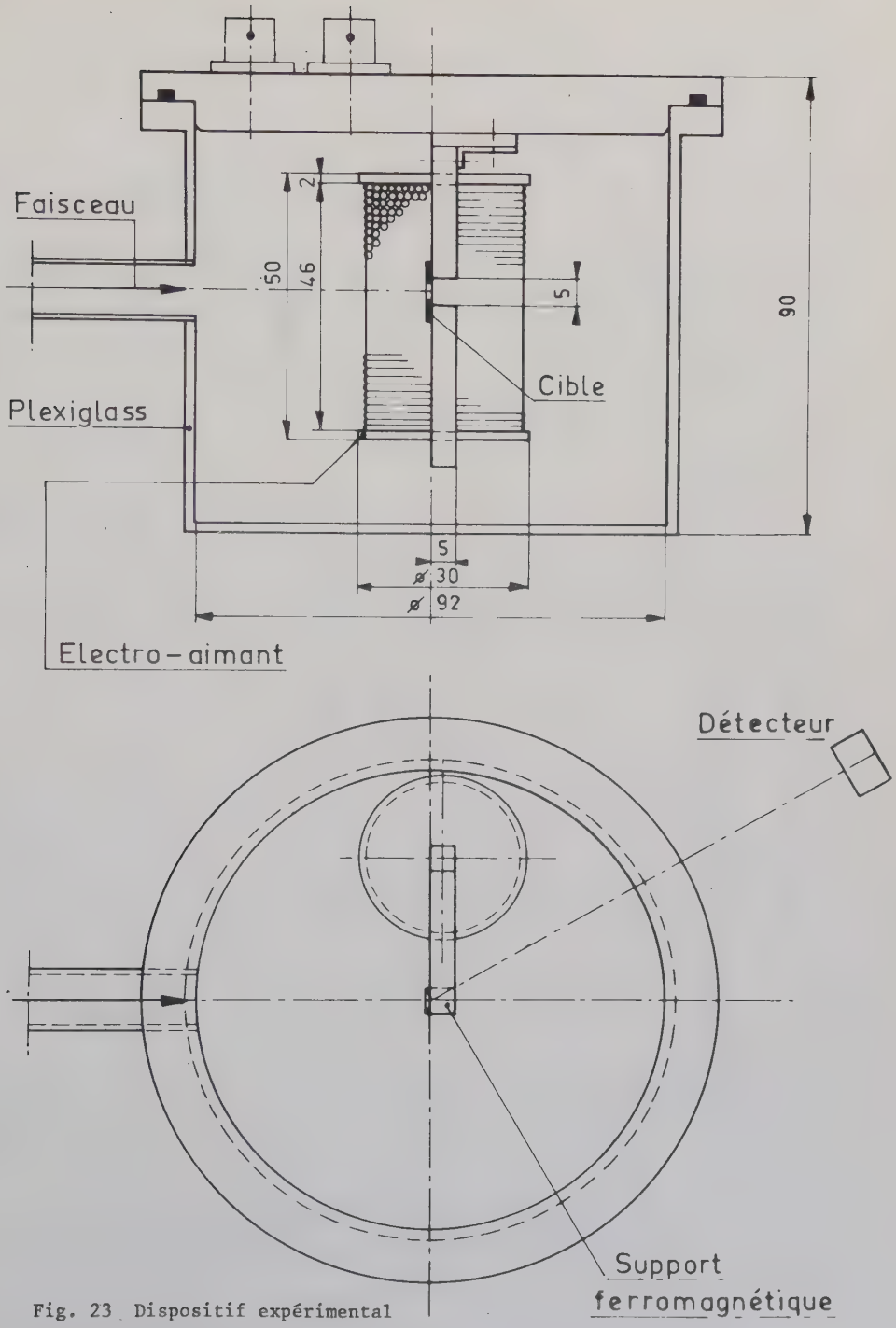


Fig. 23 Dispositif expérimental

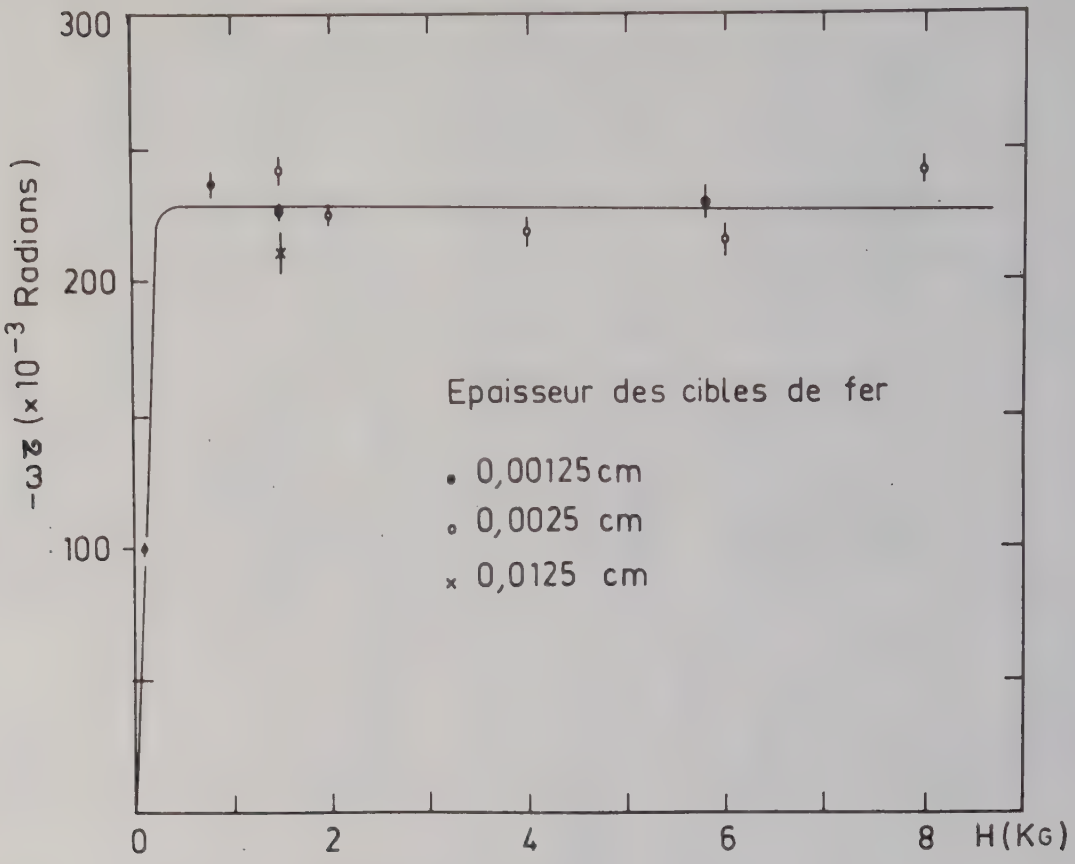


Fig. 24 Mesure de polarisation du fer (Ko71)

L'échauffement de la cible, dû à la perte d'énergie du faisceau, pouvait perturber la saturation magnétique du fer. Pour estimer cet effet, nous avons mesuré le coefficient $A_2^{exp} = G_2 Q_2 A_2^{thé}$ dans les mêmes conditions d'aimantation mais avec des supports de cibles d'épaisseurs variables (200µg/cm^2 de ^{58}Fe sur du Fer naturel, d'épaisseur allant de 10mg/cm^2 à 250µg/cm^2), la puissance dissipée variant de 0,4 W à 0,04 W. Aucune variation significative de la valeur de A_2^{exp}, dans les limites des barres d'erreurs n'a pu être relevée. Ceci laisse supposer que la température de la cible était bien en-dessous de la température de Curie (T_C = 775°C).

Méthode d'Analyse

La distribution angulaire d'un rayonnement gamma, perturbée par un champ magnétique effectif perpendiculaire au plan de la réaction est donnée par l'expression

$$W(\theta H\pm) = \sum A'_N P_N \cos(\theta \pm \Delta\theta) \qquad (1)$$

où $\Delta\theta$ est l'angle de rotation lié à la fréquence ω_L par la relation $tg(N\Delta\theta) = N\omega_L$
La valeur du coefficent d'ordre quatre ayant été trouvée égale à zéro dans la limite des barres d'erreur, la distribution angulaire expérimentale est décrite par la relation

$$W(\theta H\pm) = 1 + A'_2 P_2 |\cos(\theta \pm \Delta\theta)| \qquad (2)$$

où A'_2 est lié au coefficient d'ordre deux de la distribution non perturbée par la relation

$$A_2 = \frac{A'_2}{\left[1 + (2\omega\tau)^2\right]^{-1/2} - \frac{1}{4} A'_2 \left(1 - \left[1 + (2\omega\tau)^2\right]^{-1/2}\right)}$$

Résultats de mesures

L'expérience a été faite avec un faisceau d'énergie E_p = 3.9 Mev, l'intensité étant de l'ordre de 100nA. 15 cycles de mesures ont été enregistés avec les deux directions du champ (champ en haut, champ en bas). Chaque cycle comportait cinq angles de mesure. Le déplacement des courbes de la distribution angulaire est représenté figure 25. Les corrections, dues à l'absorption et aux défauts de centrage, ont été effectuées à l'aide de la distribution angulaire isotrope des rayonnements gamma 122 et 127 kev, provenant respectivement des réactions $^{57}Fe(pp')$ et $^{57}F(pn)^{57}Co$.

Par la méthode des moindres carrés, les paramètres de la fonction (2) ont été ajustés aux points expérimentaux. Le déphasage entre les deux courbes, par rapport à la courbe H = 0, est consigné dans le tableau suivant

H ↑	$\Delta\theta = -14,21° \pm 1,31$	$X^2 = 1,19$
H ↓	$\Delta\theta = +14,17° \pm 1,45$	$X^2 = 2,03$

De la relation entre le déphasage et la fréquence de Larmor on déduit $\omega_L \tau = 0,266 \pm 0,022$, ce qui fixe le rapport gyromagnétique $g = 0,74 \pm 0,13$. Le signe de g a été déterminé en fonction du déplacement des courbes de distribution suivant le sens du champ magnétique extérieur qui est opposé au champ interne. L'erreur affectée tient compte des erreurs statistiques, de l'erreur sur la vie moyenne du niveau et de l'erreur sur la valeur du champ magnétique hyperfin qui est fixée à 10%, afin de tenir compte d'un éventuel effet de température.

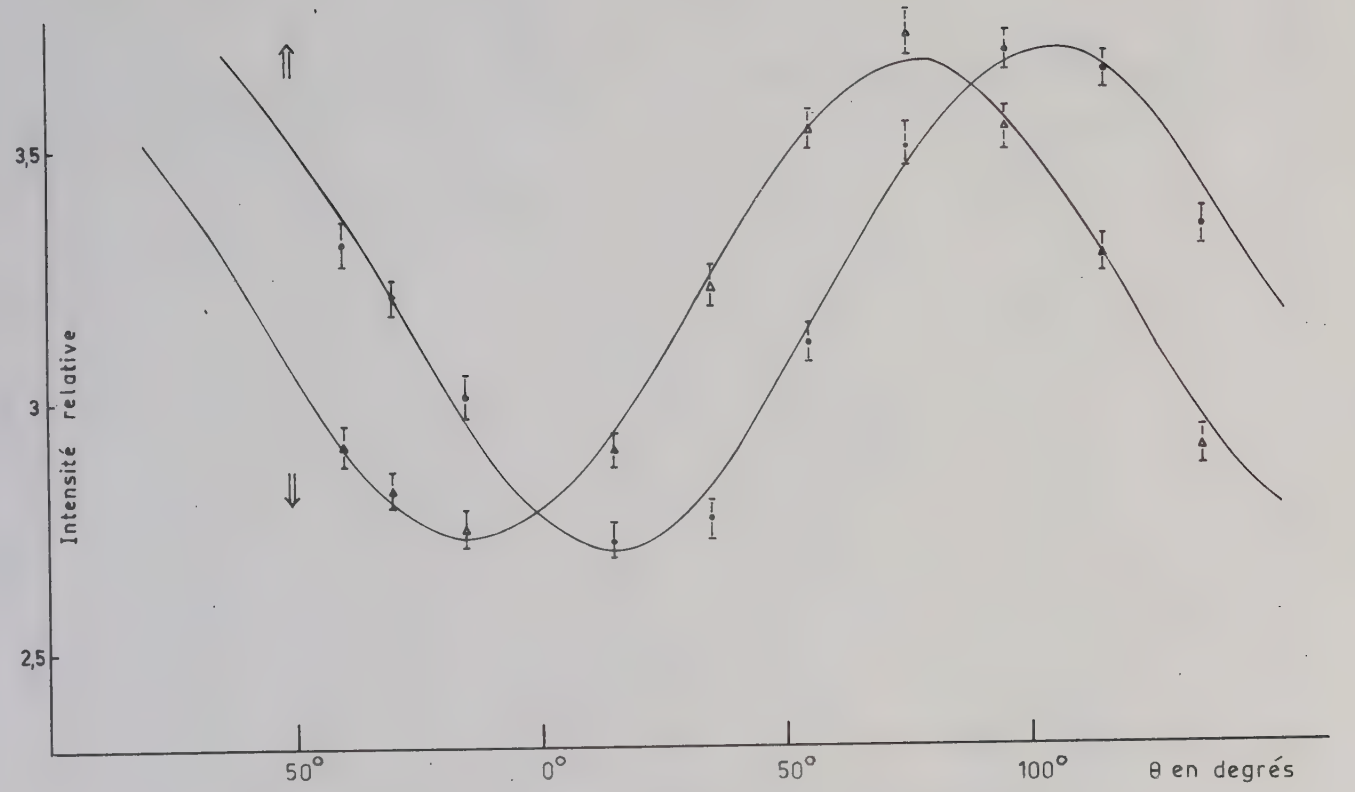
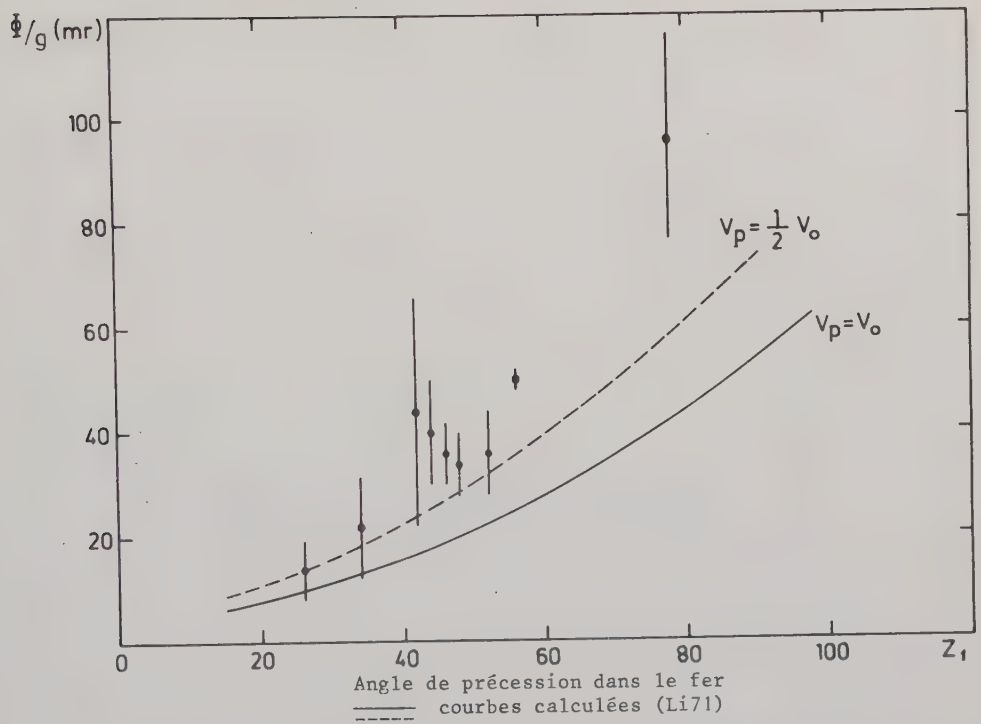


Fig. 25 Distributions angulaires du rayonnement γ de 111.5 kev mesurées pour les deux directions du champ externe

D'après la théorie de Lindhard (Li71) l'angle de rotation supplémentaire, dû au champ transitoire, est de 10 mrd ce qui, par rapport au déplacement $\Delta\theta$ mesuré, est de l'ordre de 2%. D'autre part, le rapport de la précession quadrupolaire électrique à la précession magnétique $\frac{\omega Q}{\omega B} = 0,02$ entraine une erreur inférieure à 0,1% sur la valeur de l'angle de rotation. Ces estimations sont en bon accord avec les résultats expérimentaux montrés figure 26.



Angle de précession dans le fer
——— courbes calculées (Li71)

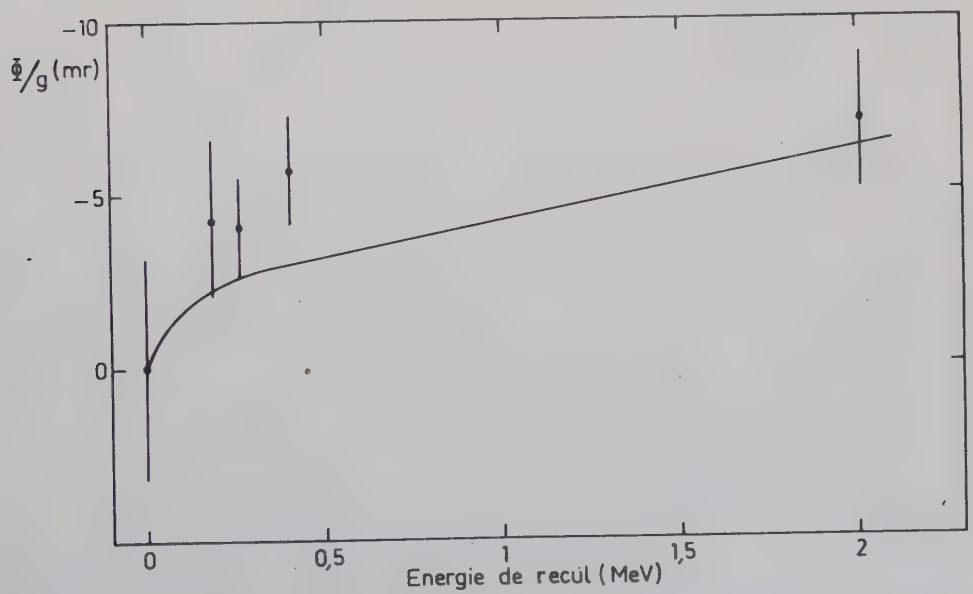


Fig. 26 Mesure de l'angle de précession, ^{56}Fe implanté dans le fer (Wi71)

MESURES DE CORRELATIONS ANGULAIRES

Corrélations angulaires neutrons-gamma (n-γ)

La réaction $^{58}Fe(pn)$ a été utilisée à E_p = 3.9 Mev pour peupler les niveaux du noyau ^{58}Co. Par conséquent nous avons employé la méthode II de Litherland et Ferguson en détectant les neutrons à 0° par rapport à l'axe du faisceau.

Ces auteurs (Li61) ont montré que dans une réaction nucléaire où la particule incidente n'est pas polarisée et où la particule émise est détectée suivant la direction du faisceau, le nombre de sous-états magnétiques du niveau atteint dans le noyau résiduel est limité. Ainsi, pour une réaction $X(x,y)Y^*$, en choisissant la direction du faisceau comme axe de quantification et en détectant les particules sortantes à 0° ou 180° par rapport au faisceau incident, seuls seront peuplés les sous-états de Y^* dont les nombres quantiques magnétiques seront tels que

$$|\alpha| \leqslant J_x + J_n + J_y$$

Lorsque le niveau atteint, de spin a projection α, se désexcite vers un niveau de spin b par une transition gamma, la corrélation angulaire se met sous la forme (Po65)

$$W(\theta) = \sum_k \rho_k(a) F_k(ab) Q_k P_k(\cos\theta)$$

Dans cette expression, θ est l'angle d'émission du rayonnement gamma par rapport à l'axe du faisceau, $P_k(\cos\theta)$ est le polynome de Legendre d'ordre $k(k \leqslant 2a)$. Q_k représente le coefficient d'atténuation dû à l'ouverture angulaire finie des compteurs. Les quantités $\rho_k(a)$ et $F_k(ab)$ sont calculées à partir des coefficients $\rho_k(a\alpha)$ et $F_k(LL'ba)$ tabulés par Poletti et Warburton (Po65)

$$\rho_k(a) = \sum_\alpha \rho_k(a,\alpha) P_\alpha$$

P_α représente la population du sous-état magnétique
Dans note cas α prend la valeur 0 et 1

Méthode d'analyse

L'ensemble du dispositif électronique permettait de visualiser simultanément sur un analyseur BM 96 les spectres directs, de coïncidences (fig.27b) de radioactivité de la cible et du compteur fixe.

Les spectres directs et de coïncidences nous permettaient de faire simultanément la distribution et la corrélation angulaire du rayonnement de 111.5 kev. La radioactivité qui a été contrôlée par la mesure du rapport du rayonnement gamma de 159 kev de ^{117}Sn dans les détecteurs mobiles et fixes, a été constante tout au long de l'expérience. Les corrections, dues à l'absorption et aux défauts de centrage, ont été effectuées à l'aide de la distribution angulaire isotrope du rayonnement gamma de 110 keV de la réaction $^{19}F(pp')$.

Les corrélations angulaires ont été analysées à l'aide de la méthode décrite par Poletti et Warburton (Po65).

L'expression théorique de la corrélation angulaire perturbée par le champ hyperfin orienté au hasard s'écrit

$$W_{(\theta\infty)} = \sum_{k\ pair} A_k G_k Q_k P_k(\cos\theta) = \sum_k A'_k P_k(\cos\theta)$$

$$A_k = F_k(ab)\,\rho_k^{(a)}$$

$$A'_k = A_k G_k Q_k$$

ou $G_k = \dfrac{1}{2k+1} \sum_{N=-k}^{+k} \dfrac{1}{1 + (N\omega)^2}$ est le facteur d'atténuation dû à la perturbation du champ hyperfin orienté au hasard.

Mesure des corrélations angulaires (n-γ) des rayonnements gamma de 111.5 kev et 58.3 kev

Dispositif expérimental

Le scintillateur utilisé pour la détection des neutrons étant également sensible aux rayonnements gamma, la technique de discrimination par temps de vol a été utilisée. La figure 27a montre le spectre de temps de vol. Ce dernier a été déterminé en mettant en coïncidences rapides dans un CTA, le signal origine de temps donné par le faisceau pulsé et le signal retardé correspondant à la détection du neutron. Les caractéristiques du faisceau pulsé étaient les suivantes : l'intensité était de 0,2 A, le temps de bombardement de la cible était de 4ns à la fréquence de 1MHz. Le détecteur de neutrons était un scintillateur liquide NE 213 couplé optiquement a un photomultiplicateur XP 1040 (Radiotechnique). Ce tube possède d'excellentes caractéristiques de rapidité et en particulier une très faible fluctuation du temps de transit. Le scintillateur de forme cylindrique avait une épaisseur de 2,5 cm et un diamètre de 12,5 cm, était placé à 0° par rapport à l'axe du faisceau et à 55 cm de la cible. D'autre part, afin d'absorber les rayonnements gamma de faible énergie, nous avons masqué notre compteur de neutrons par une plaque de plomb de 0,6 cm d'épaisseur, l'absorption des neutrons étant très faible.

La sélection neutron a été faite suivant la fenêtre A (fig.27a). Ainsi la contribution des groupes neutrons provenant des niveaux supérieurs était inférieure à 10%, de sorte que l'alimentation du niveau à 111.5 kev par la désexcitation des niveaux à 365.6 kev et 457.4 kev est estimée inférieure à 1%.

Les rayonnements gamma étaient détectés, d'une part dans un compteur GeLi 3cc ayant une résolution de 1.2 kev pour la raie de 111.5 kev située à d = 7.5 cm de la cible, et d'autre part, dans un compteur fixe GeLi 20cc placé à 90° par rapport au faisceau qui servait de moniteur. La cible utilisée 250$\mu g/cm^2$ était obtenue par électrodéposition du ^{58}Fe enrichi à 82.4% sur un support d'étain épais.

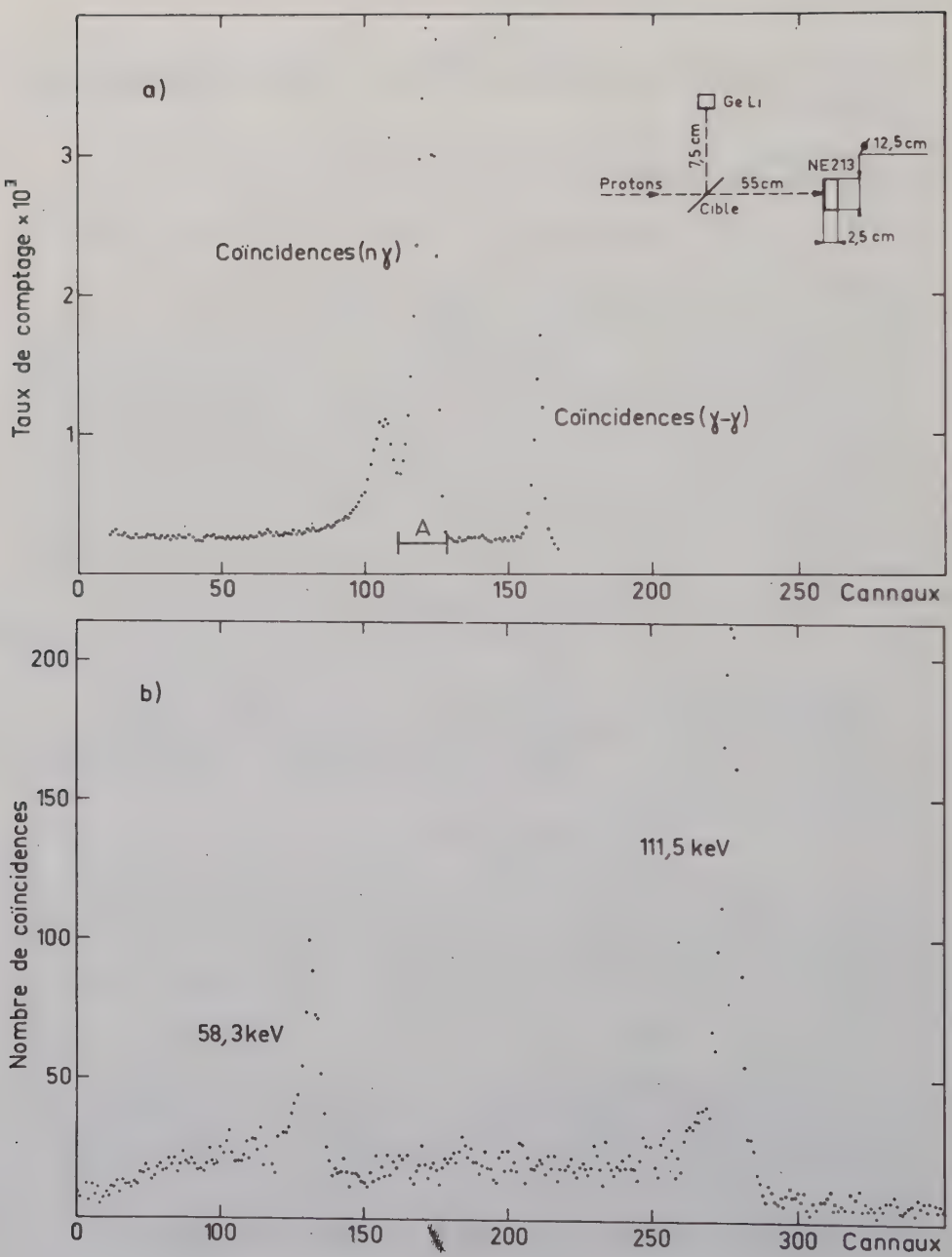


Fig. 27 a) spectre de temps de vol neutron, b) spectre des rayonnements gamma en coïncidences avec le groupe de neutrons (fenêtre A)

Les coefficients d'atténuation géométrique Q_2 et Q_4 ont été calculés pour la géométrie du détecteur Gc(Li) utilisé et les coefficients G_2 et G_4 ont été déduits de la valeur de la mesure du facteur gyromagnétique.

En pratique, la corrélation théorique est calculée par la méthode des moindres carrés pour un nombre fini de mélanges multipolaires, en ajustant le rapport des paramètres de population. La validité de la solution est estimée à partir de

$$X^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{I_{(\theta i)} - W_{(\theta i)}}{\Delta I_{(\theta i)}} \right)^2$$

la solution sera d'autant plus probable que X^2 sera plus petit.
$I_{(\theta)}$ et $^{\Delta}I_{(\theta)}$ sont respectivement les intensités expérimentales et leurs erreurs.

Le degré de liberté n = 3, dans notre expérience, est égal au nombre d'angles de mesures diminué du nombre de paramètres à déterminer. Les solutions pour lesquelles $X^2 > 0{,}01\%$ seront rejetées, les solutions retenues probables auront $X^2 < 34\%$.

Résultats de mesure

Utilisant la même cible que dans la mesure du facteur g, nous avons déterminé les coefficients A'_k de la distribution angulaire du rayonnement gamma de 111.5 kev, la cible n'étant pas polarisée.

En tenant compte de la perturbation de la distribution, due à l'interaction hyperfine, nous avons calculé les valeurs des coefficients A_k pour la distribution non perturbée. Le tableau n° 5 suivant, présente ces valeurs ainsi que celles déduites de la mesure du facteur g. Nous y trouvons aussi les valeurs A_2 et A_4, corrigées par les effets de perturbation hyperfine, des corrélations angulaires (n-γ) des rayonnements gamma de 111.5 kev et 58.3 kev.

	Distribution angulaire		Corrélation angulaire nγ	
	Hext≠0	Hext=0	nγ(111.5kev)	nγ(58.3kev)
A_2^{exp}	-0,192(10)	-0,193(10)	-0,25(3)	-0,14(4)
A_4^{exp}			0,04(3)	0,04(5)
A_2	-0,220(11)	-0,222(12)	-0,29(4)	-0,12(5)
A_4			0,06(5)	0,06(7)

tableau n° 5

Coefficients des polynomes de Légendre des distributions et corrélations angulaires des rayonnements gamma de 111.5 et 58.3 kev. Les coefficients d'atténuation calculés à partir de $\omega\tau = 0.266 \pm 0.022$ ont pour valeur $G_2 = 0,883 \pm 0,016$ et $G_4 = 0.732 \pm 0.027$

L'analyse en X^2 de la corrélation angulaire de la transition de 111.5 kev, donne comme moments angulaires possibles, J = 2 ou 3. La figure 28 représente la courbe expérimentale. La valeur 2 du moment angulaire conduit à deux valeurs $\delta \nearrow + 0.5$ du mélange multipolaire, incompatible avec la valeur mesurée pour la vie moyenne de ce niveau; cette valeur entrainerait, par rapport aux unités Weisskopf, une accélération de 1000 de la transition E_2 pour un mélange $M_1 + E_2$. Pour ce calcul, nous avons utilisé les coefficients de conversion de Hager et Sletzer. La valeur 3 du moment angulaire conduit à deux solutions du mélange multipolaire $\delta = -0.04 \pm 0.02$ et $\delta = 4,0 \pm 0,3$. Pour les mêmes raisons que précédemment la deuxième solution peut être rejetée. La seule solution acceptable est donc $J^\pi = 3$ et $\delta = -0,4 \pm 0,02$.

L'analyse en X^2 de la corrélation angulaire de la transition 111.5 kev $\longrightarrow$ 53.2 kev admet 3 ou 4 pour moment angulaire du niveau à 53.2 kev. La courbe expérimentale, ainsi que la fonction $X^2(\delta)$, sont représentées dans la figure 28.

Dans ce cas J = 3, les solutions $\delta = + 0,56 \pm 0,06$ et $\delta = -6 \pm 2$ conduisent à une accélération supérieur à 700 de la transition E_2 pour un mélange $M_1 + E_2$. La valeur 4 du moment angulaire conduit à deux solutions pour le mélange multipolaire : $\delta = + 0,02 \pm 0,03$ et $\delta = +8 \pm 2$. Cette dernière solution peut être rejetée pour les mêmes raisons que précédemment. La seule solution acceptable est donc $J^\pi = 4^+$ et $\delta = +0,02 \pm 0,03$.

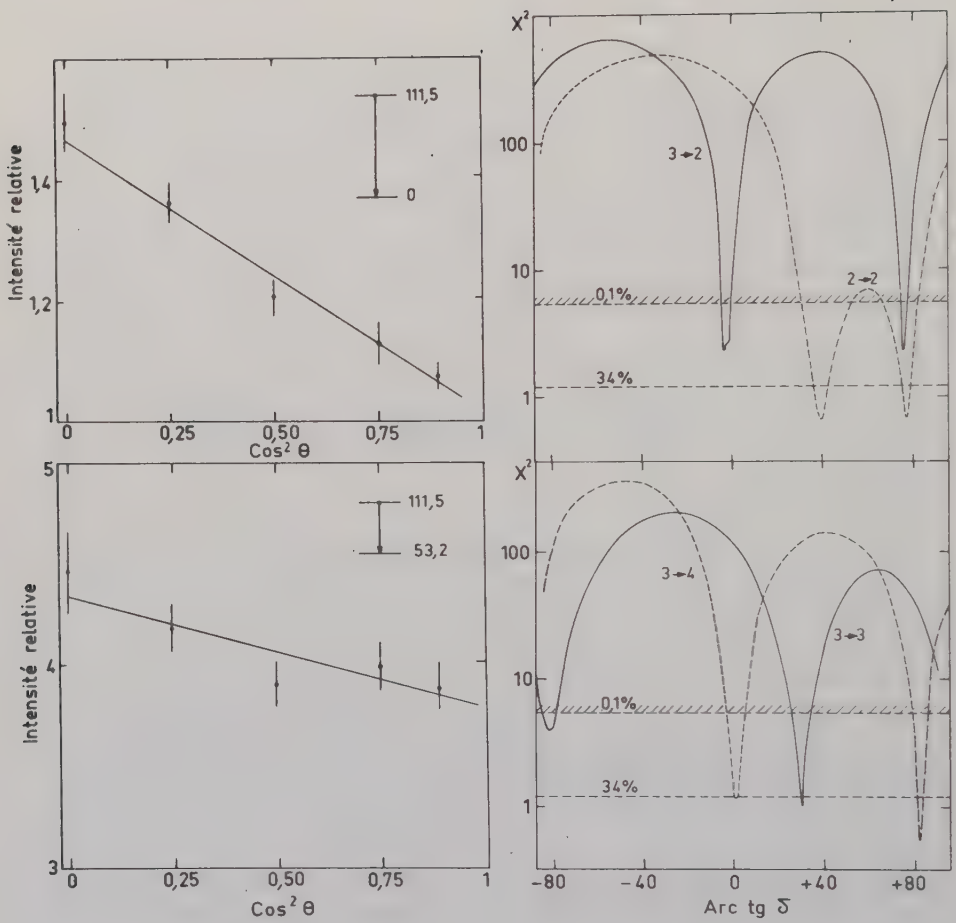


Fig. 28 Corrélation angulaire n γ et analyse en X^2 des transitions
111.5 ⟶ 0 kev et 111.5 ⟶ 53.2 kev

Mesure des corrélations angulaires des rayonnements gamma de 320 kev, 365 kev et 432 kev

Dispositif expérimental

Le détecteur de neutrons était le même que précédemment, placé à 20 cm de la cible dans la direction $\theta = 0°$ par rapport à l'axe du faisceau. Un circuit classique de discrimination neutron gamma, basé sur la forme des pulses, a été utilisé. Les rayonnements gamma ont été détectés par une jonction mobile GeLi 15cc ayant une résolution de 2.2 kev pour le rayonnement gamma à 365 kev placé à 7 cm de la cible. Un deuxième détecteur GeLi 40cc, placé à 90° par rapport au faisceau, servait de moniteur. Le dispositif électronique permettait de visualiser simultanément; le spectre de coïncidences ($n\gamma$) (fig.29), le spectre mobile et le spectre fixe.

Cible

La cible, de l'ordre de $500\mu g/_{cm^2}$, était électrodéposée sur un support en or 0.10 mm qui arrêtait le faisceau. L'énergie de bombardement était E_p = 3.850 kev. A cette énergie le niveau à 880 kev n'étant pas alimenté, et d'autre part, n'excitant pas d'embranchement entre les trois niveaux considérés, il n'a pas été utile de séparer les différents groupes de neutrons.

Méthode d'Analyse

La méthode est la même que celle décrite précédemment. Nous avons enregistré 4 cycles de 5 mesures dont chacune a été normalisée à la charge par rapport au 810 kev de la réaction $^{56}Fe(pp')$; Nous avons tenu compte des coïncidences fortuites estimées, par rapport au rayonnement gamma, de 297 kev de l'or.

Les effets de décentrage et d'atténuation ont été mesurés par la distribution angulaire isotrope du rayonnement gamma de 432 kev, émis dans la réaction $^{10}B(p\alpha)^{7}Be$.

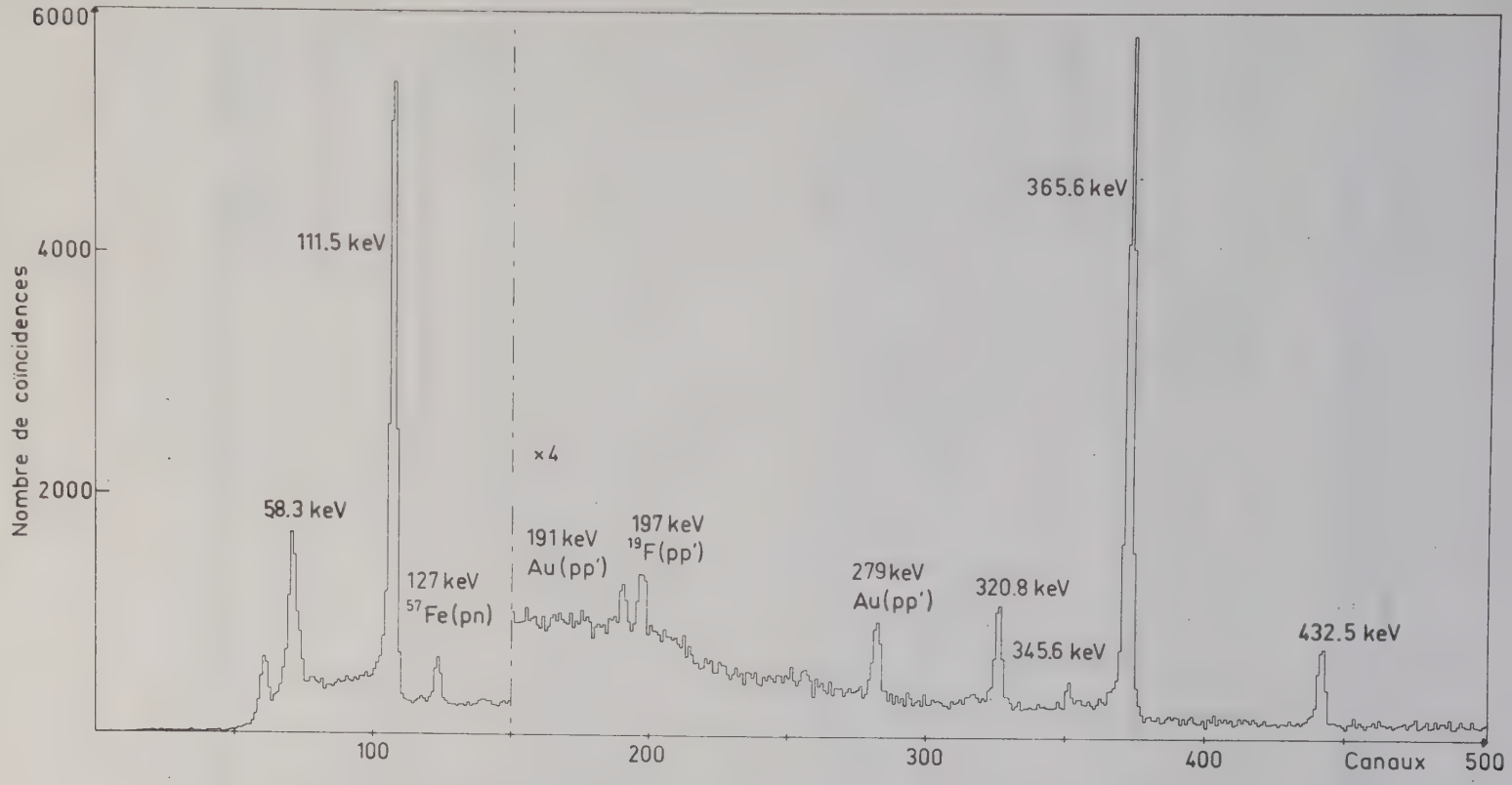


Fig. 29 Spectre des rayonnements gamma à $\theta = 90°$ en coïncidence avec les groupes neutrons alimentant les niveaux d'énergie inférieure à 885 kev dans la réaction $^{58}Fe(pn)^{58}Co$

Résultats des mesures

Les corrélations angulaires $n\gamma$ des rayonnements gamma de 365.6 kev, 320.8 kev et 432.5 kev sont montrées figure 30, chaque point expérimental correspondant à la moyenne de quatre mesures.

La parité positive de ces trois niveaux ayant été établie par les réactions de transfert (Sc72), nous n'avons considéré que les multipolarités M_1 et E_2 des transitions gamma. L'analyse en $X^2(\delta)$ est représentée figure 30. Les valeurs 3 pour le spin du niveau à 373.7 kev et 5 pour le spin du niveau à 457.5 kev ont été écartées, car les transitions E_2 pures de 349.1 kev et 345.6 kev auraient respectivement un facteur d'accélération de 800 et 1500. Les valeurs 4 pour le spin du niveau à 373.7 et 2 pour le spin du niveau à 365.6 kev sont également exclues; les forts coefficients de mélange trouvés entrainant alors des accélérations des transitions E_2 de l'ordre de 6000 et 4000 respectivement.

Le tableau suivant récapitule les résultats de l'analyse

Energie des niveaux kev	E kev	A_2	A_4	J_i	J_f	δ
365.6	365.6	-0.29(4)	0.04(6)	3	2	-0.018(23)
373.7	320.8	-0.20(6)	0.00(8)	5	4	-0.050(25)
457.4	432.5	-.033(8)	-0.02(12)	4	5	-0.109(45)

tableau n° 6

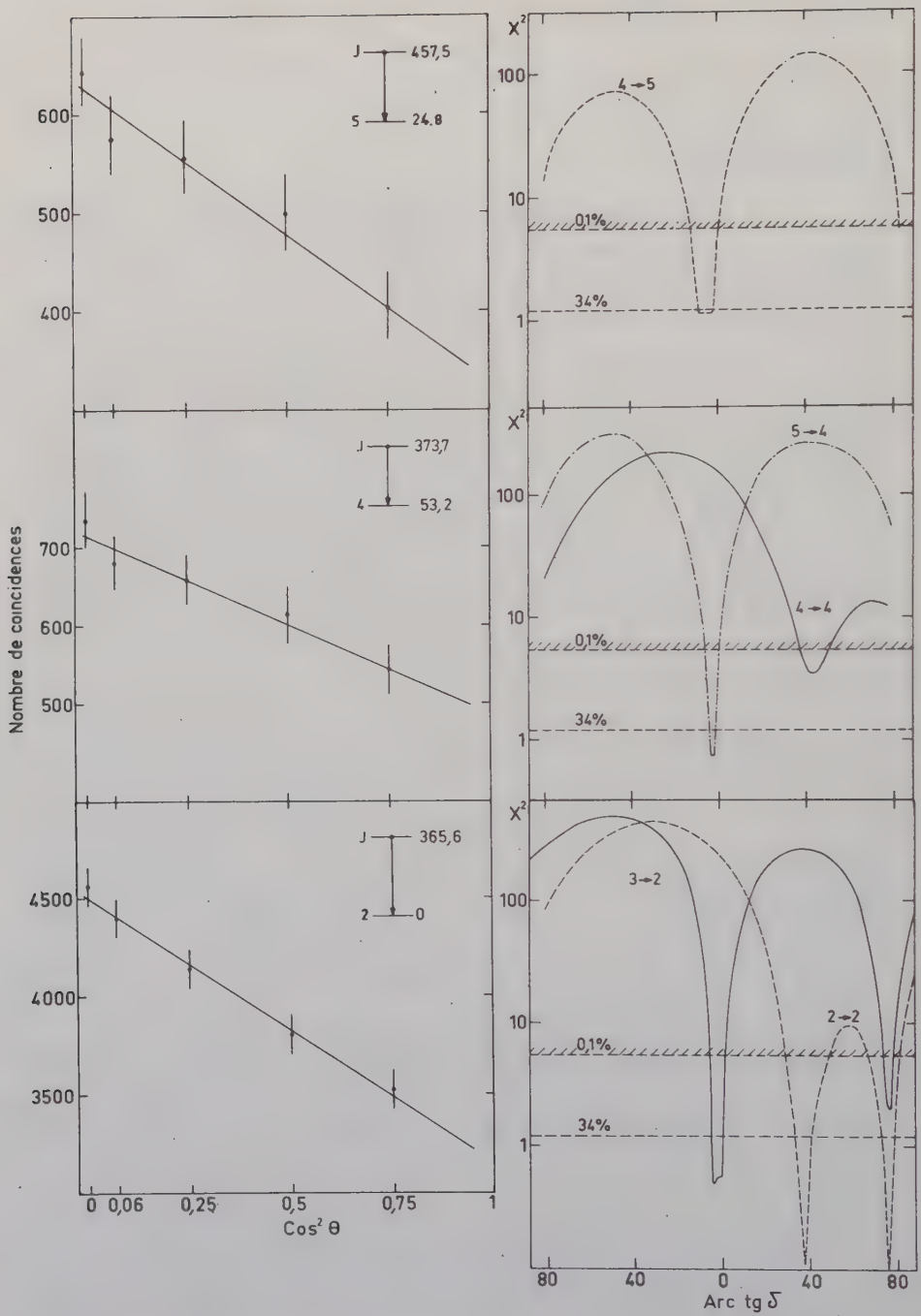


Fig. 30 Corrélations angulaires obtenues pour les niveaux à 365.6, 373.7 et 457.5 kev et analyses en X^2 pour les différents moments angulaires

TROISIEME PARTIE

CALCULS THEORIQUES ET COMPARAISON AVEC LES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Dans cette dernière partie nous allons d'abord faire un rappel des principaux résultats des réactions de tranferts qui peuvent apporter des informations sur la structure des niveaux et nous comparons les valeurs expérimentales du moment magnétique et des probabilités de transitions $T(M_1)$ aux valeurs théoriques calculées à l'aide du formalisme présenté au premier chapitre. Pour les protons nous considérons les configurations $(\pi 1f_{7/2}^{-1})$ et $(\pi 1f_{7/2}^{-2} 2p_{3/2})$, par contre, pour les neutrons, les couches $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ et $2p_{1/2}$ peuvent intervenir tout en nous limitant au mélange de deux configurations seulement.

Le schéma de désintégration du noyau ^{58}Co de la figure 31 contient l'ensemble de nos résultats, ainsi que les résultats publiés par Robertson (Ro71) et les valeurs publiées des moments magnétiques du niveau fondamental et du niveau à 52.9 kev (Do57, Be70).

Les vies moyennes partielles ainsi que l'intensité des transitions gamma en unités Weisskopf sont résumées dans les tableaux 7, 8 et 9.

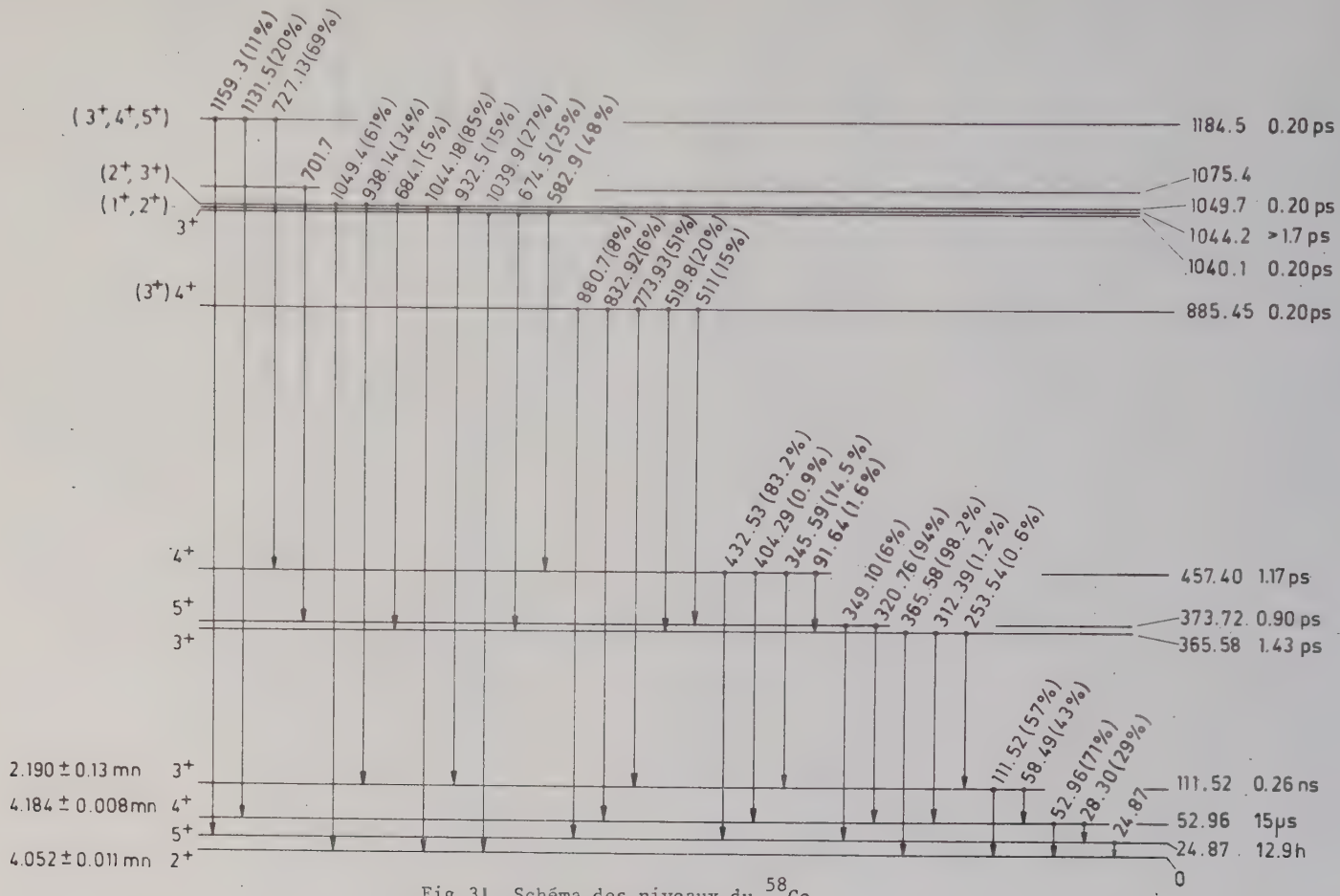


Fig.31 Schéma des niveaux du ^{58}Co

Transition				δ	E 2		M 1	
$E_i \rightarrow E_f$ (keV)		$J_i \rightarrow J_f$			$T_{1/2}$	$\lvert M \rvert^2$	$T_{1/2}$	$\lvert M \rvert^2$
53	25	4^+	5^+	-0.33(6)[a]	2249 (350) µs	1.0(2)	245(40) µs	$4.0(7) \times 10^{-6}$
53	0	4^+	2^+		124 (20) µs	0.80 (13)		
111	53	3^+	4^+	0.02(3)			0.48 (8) ns	0.23 (4)
111	0	3^+	2^+	0.04(2)	20 (20) µs	12(12)	0.32 (6) ns	0.06 (1)

Tableau 7 Temps de vies partiels des niveaux excités à 53.2 et 111.5 kev

Energie des niveaux (keV)	τ (ps)	E_γ (keV)	J_i	J_f	τ_{exp}(M1) (ps)	$\lvert M\rvert^2$	J_i	J_f	τ_{exp}(E2)	$\lvert M\rvert^2$
365.6	$1.43^{+1.22}_{-0.52}$	253.5	3	3	238.30	0.008 (4)				
		312.4		4	119.10	0.009 (5)				
		365.6		2	1.46	0.448(241)	3	2	4.50 ns	2 (1)(±5)*
373.7	$0.90^{+0.73}_{-0.35}$	320.8	5	4	0.96	1.005(555)	5	4	0.38 ns	47 (26)(±42)*
		349.6		5	15.00	0.050 (27)				
457.4	$1.17^{+0.90}_{-0.44}$	91.6	4	3	73.12	0.566(320)				
		345.6		3	8.07	0.095 (54)				
		404.6		4	130.00	0.004 (2)				
		432.5		5	1.41	0.279(158)	4	5	0.12 ns	33(19)(±27)*
885.4	$0.20^{+0.08}_{-0.05}$	519.8	3,4	3	1.00	0.226(161)				
		773.9		3	0.39	0.176(126)				
		832.9		4	3.33	0.016 (12)				
		860.8		5	2.50	0.018 (13)	3	5	2.50 ps	52(37)

Tableau 8 Vies moyennes partielles et comparaison avec les unités Weisskopf

Energie des niveaux (keV)	(ps)	E_γ (keV)	J_i	J_f	τ_{exp}(M1) (ps)	$\lvert M\rvert^2$	J_i	J_f	τ_{exp}(E2)	$\lvert M\rvert^2$
1040.1	$0.20^{+0.08}_{-0.05}$	582.9	2,3	4	0.42	0.385 (275)	2	4	0.42 ps	2217 (1567)
		674.5		3	0.80	0.129 (92)				
		1039.9		2	0.74	0.038 (27)				
1044.2	> 1.7	932.5	1,2	3	> 11.33	< 0.004	1	3	> 11.33 ps	< 8
		1044.2		2	> 2.00	< 0.014				
1049.7	$0.20^{+0.08}_{-0.05}$	684.1	2,3	3	4.00	0.025 (18)				
		938.1		3	0.59	0.065 (46)				
		1049.4		2	0.33	0.083 (59)				
1184.5	$0.20^{+0.08}_{-0.05}$	727.1	3,4,5	4	0.29	0.286 (205)				
		1131.5		4	1.00	0.022 (16)				
		1159.3		5	1.82	0.011 (8)	3	5	1.82 ps	16 (11)

Tableau 9 Vies moyennes partielles et comparaison avec les unités Weisskopf

Les résultats obtenus dans les réactions de "stripping" et de "pickup" d'une ou de deux particules, doivent permettre des conclusions intéressantes quant à la structure du noyau résiduel. Nous résumons ici les informations relatives aux premiers niveaux excités du ^{58}Co provenant des réactions (fig.32)

$$^{57}Fe\,(^{3}He,d)\,^{59}Co(p,d)$$

Schwartz (Sc68), Trier (Tr69, ainsi que Schneider (Sc71) ont investi le ^{58}Co à partir de la réaction $(^{3}He,d)$; seuls ces derniers, grâce à leur bonne résolution instrumentale, ont pu séparer les pics de particules correspondant au niveau fondamental et à l'état isomérique à 25 kev. La comparaison entre les courbes de distributions angulaires théoriques et expérimentales conduit à la valeur $\ell_p = 1$ du moment orbital du proton transféré pour le niveau fondamental, tandis que $\ell_p = 3$ pour les niveaux à 53.2, 111.5, 365.6 et 885.4 kev, avec les facteurs spectroscopiques respectivement égaux à 0.02, 0.86, 0.52, 0.17 et 0.07. Si nous considérons la configuration la plus simple de l'état fondamental du $^{57}Fe(J = 1/2^-)$

$$(\pi f_{7/2}^{-2})_{J=0}\ \nu(2p_{3/2}^{2})_{J=0}\ (2p_{1/2}^{1})$$

le transfert d'un proton dans la couche $f_{7/2}$ ne permet d'atteindre que les niveaux de spin 3^+ et 4^+. La faible alimentation du niveau 2^+ indique que la configuration $\left(\pi 1f_{7/2}^{-2}\ 2p_{3/2}^{1},\ \nu 2p_{3/2}^{2}\ 2p_{1/2}\right)$ contribue peu à la configuration de ce niveau $\left(\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right)$. D'autre part, ces résultats indiquent que les niveaux à 53.2 kev et 111.5 kev ont une forte composante $\left(\pi 1f_{7/2}^{-1},\ \nu 2p_{3/2}^{2}\ 2p_{1/2}\right)$, tandis que les autres niveaux 3^+ et 4^+ ont une configuration prédominante $\left(\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right)$

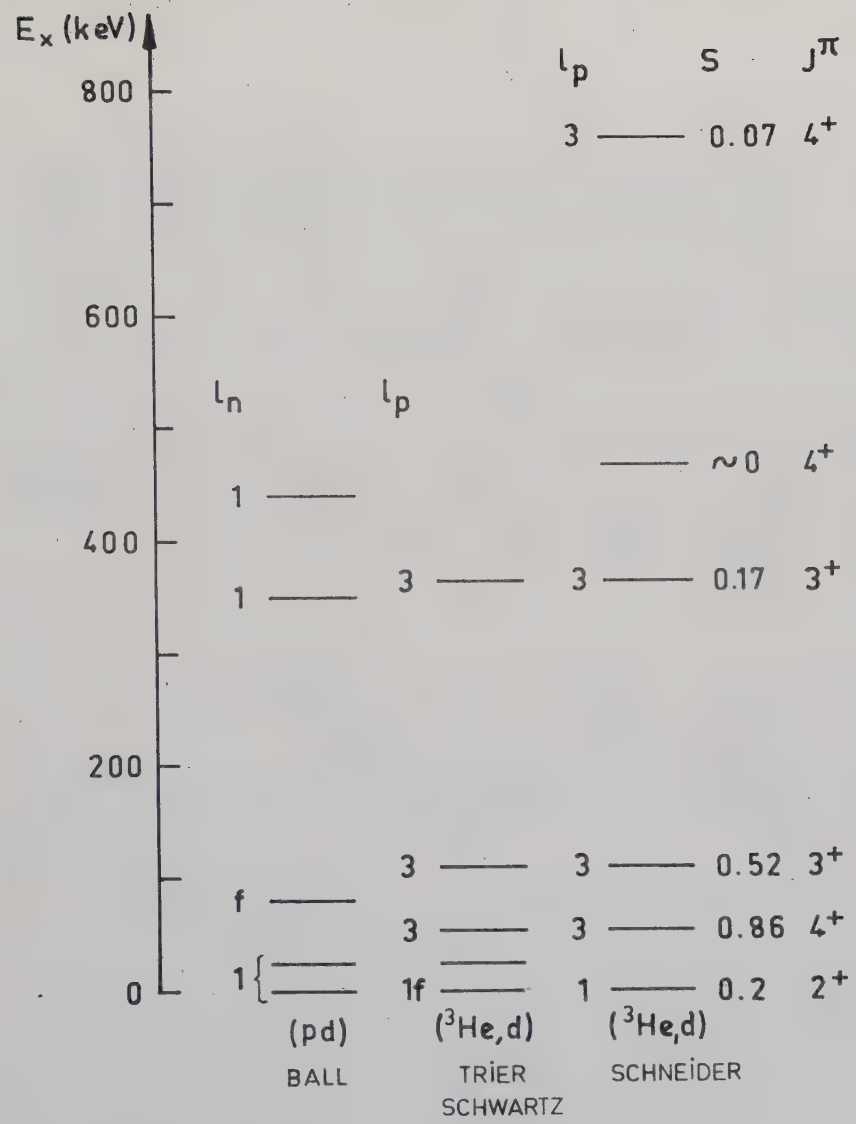


Fig.32 Premiers niveaux excités du ^{58}Co observés à l'aide d'autres réactions que ^{58}Fe(pn)^{58}Co

Dans la réaction "pickup" neutron $^{59}Co(p,d)^{58}Co$ Legg (Le64), Ball (Ba65), Goodmann (Goo62) attribuent le moment orbital du neutron transféré $\ell_n = 1$ à tous les niveaux observés (0, 25, 365, 457 et 885 kev). Ces auteurs n'ont pas pu séparer les groupes de deutérons alimentant les états 2^+ et 5^+. Les niveaux 0 et 25 kev, 365 et 457 kev sont tous fortement alimentés dans cette réaction. En supposant la configuration de l'état fondamental du $^{59}Co\left(\pi 1f_{7/2}^{-1} \quad \nu 2p_{3/2}^{4}\right)$, les différents membres du quadruplet $\left(\pi 1f_{7/2}^{-1} \quad \nu 2p_{3/2}^{-1}\right)$ sont peuplés par la réaction (pd) si le neutron capturé fait partie de la couche $2p_{3/2}$. Les distributions angulaires de deutérons analysées par la méthode DWBA pour des neutrons $2p_{3/2}$ sont en bon accord avec l'expérience. Ceci laisse prévoir, pour ces niveaux, la configuration principale $\left(\pi f_{7/2}^{-1} \; \nu 2p_{3/2}^{-1}\right)$.

Afin de mettre en évidence les configurations essentielles des premiers niveaux excités du ^{58}Co, nous avons, dans un premier temps, calculé le facteur gyromagnétique des niveaux 2^+, 3^+ et 4^+, en considérant successivement les configurations neutrons $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$; les facteurs gyromagnétiques ont été évalués en utilisant, soit les valeurs de Schmidt g_{sp} (modèle à particule indépendante), soit les moments magnétiques expérimentaux des noyaux impairs voisins g_{emp} (^{57}Fe, ^{57}Co, ^{61}Ni).

Dans le tableau n°10, les facteurs g expérimentaux sont comparés aux valeurs calculées. Pour les niveaux 2^+ (0 kev) et 4^+ à 54 kev, nous relevons le bon accord entre les valeurs g_{emp} et g_{exp}, ce qui indique que les configurations des particules impaires sont les mêmes que pour les noyaux impairs voisins. Pour le niveau 3^+ à 111.5 kev il existe un désaccord assez marqué entre les valeurs g_{exp} et g_{emp}.

Nous voyons à partir de ce calcul simple que la valeur du moment magnétique du niveau à 111.5 kev ne peut être reproduite à partir des configurations utilisées. Nous avons donc fait une étude plus réaliste en considérant, pour les trois niveaux, la configuration neutron $(\nu f_{7/2}^{-1})$ en plus des autres configurations déjà considérées.

a) $\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right\rangle$

b) $\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right\rangle + \alpha\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{2}\ 1f_{5/2}\right\rangle_{J=0}$

c) $\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right\rangle + \alpha\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{2}\ 2p_{1/2}\right\rangle_{J=0}$

Configuration	J^π	$g_{s.p.}$	g_{emp}	g_{exp}
$(\pi\ 1f_{7/2})^{-1}(\nu 2p_{3/2})^{-1}$	2^+	3.12	2.02	2.026 (6)
$(\pi\ 1f_{7/2})^{-1}(\nu\ 1f_{5/2})^{1}$		1.74	1.41	
$(\pi\ 1f_{7/2})^{-1}(\nu 2p_{3/2})^{-1}$		1.06	1.03	
$(\pi\ 1f_{7/2})^{-1}(\nu 2p_{1/2})^{1}$	4^+	1.60	1.17	1.046 (2)
$(\pi\ 1f_{7/2})^{-1}(\nu 1f_{5/2})^{1}$		1.29	0.94	
$(\pi\ 1f_{7/2})^{-1}(\nu 2p_{3/2})^{-1}$		1.65	1.31	
$(\pi\ 1f_{7/2})^{-1}(\nu 2p_{1/2})^{1}$	3^+	1.70	1.45	0.73 (13)
$(\pi\ 1f_{7/2})^{-1}(\nu 1f_{5/2})^{1}$		1.42	1.07	

Tableau 10 Facteurs g expérimentaux et calculés pour les trois niveaux 0,53.2, 111.5 kev du ^{58}Co

d) $\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right\rangle + \alpha\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 1f_{7/2}^{-1}\ \underset{J=0}{2p_{3/2}^{4}}\right\rangle$

Les éléments de matrice réduits intervenant dans nos calculs, ont été tirés des valeurs expérimentales de moments magnétiques et de vie moyenne des noyaux impairs voisins.

$\mu\ {}^{57}_{27}Co_{30}$ — $(7/2||\mu_p||7/2)$ Configuration du niveau fondamental $\left(\pi 1f_{7/2}^{-1},\ \underset{J=0}{\nu 2p_{3/2}^{2}}\right)$

$\mu\ {}^{49}_{22}Ti_{27}$ — $(7/2||\mu_n||7/2)$ Configuration du niveau fondamental $\left(\underset{J=0}{\pi 1f_{7/2}^{2}},\ \nu 1f_{7/2}^{-1}\right)$

$\mu\ {}^{61}_{28}Ni^{*}_{33}$ — $(5/2||\mu_n||5/2)$ Configuration du premier niveau excité $\left(\underset{J=0}{\pi 1f_{7/2}^{8}},\ \underset{J=0}{\nu 2p_{3/2}^{4}},\ 1f_{5/2}\right)$

$\mu\ {}^{57}_{26}Fe^{*}_{31}$ — $(3/2||\mu_n||3/2)$ Configuration du premier niveau excité $\left(\underset{J=0}{\pi 1f_{7/2}^{-2}},\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right)$

$\tau\ {}^{57}_{26}Fe^{*}_{31}$ — $(3/2||\mu_n||1/2)$ La configuration du niveau fondamental étant $\left(\underset{J=0}{\pi 1f_{7/2}^{-2}},\ \underset{J=0}{\nu 2p_{3/2}^{2}},\ 2p_{1/2}\right)$

Ainsi, pour les trois niveaux, les éléments de matrice réduits ont été calculés en fonction du coefficient de mélange α.

La figure 33 montre la variation de l'élément de matrice réduit $(2||\mu||2)$. L'analyse de ces courbes révèle qu'un bon accord est obtenu entre la valeur expérimentale de l'élément de matrice réduit et celle calculée à partir de la configuration pure $(\nu 2p_{3/2}^{-1})$. Cependant cet accord est aussi obtenu en admettant de très faibles mélanges de configurations, tels que ceux résumés ci-après

$$0.987\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right\rangle + 0.157\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \underset{J=0}{\nu 2p_{3/2}^{2}}\ 1f_{5/2}\right\rangle$$

$$0.983\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right\rangle + 0.099\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \underset{J=0}{\nu 2p_{3/2}^{2}}\ 2p_{1/2}\right\rangle$$

$$0.996\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right\rangle + 0.079\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 1f_{7/2}^{-1}\ \underset{J=0}{2p_{3/2}^{4}}\right\rangle$$

Les courbes de variations de l'élément de matrice réduit $(4||\mu||4)$, en fonction du mélange de la configuration $\nu 2p_{3/2}^{-1}$ avec les autres (fig.34), montrent l'importance de la configuration pure dans cet état. Les calculs permettant de définir, en bon accord avec la valeur expérimentale du moment magnétique, les mélanges de configurations suivants

$$0.976\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right\rangle + 0.215\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \underset{J=0}{\nu 2p_{3/2}^{2}}\ 2p_{1/2}\right\rangle$$

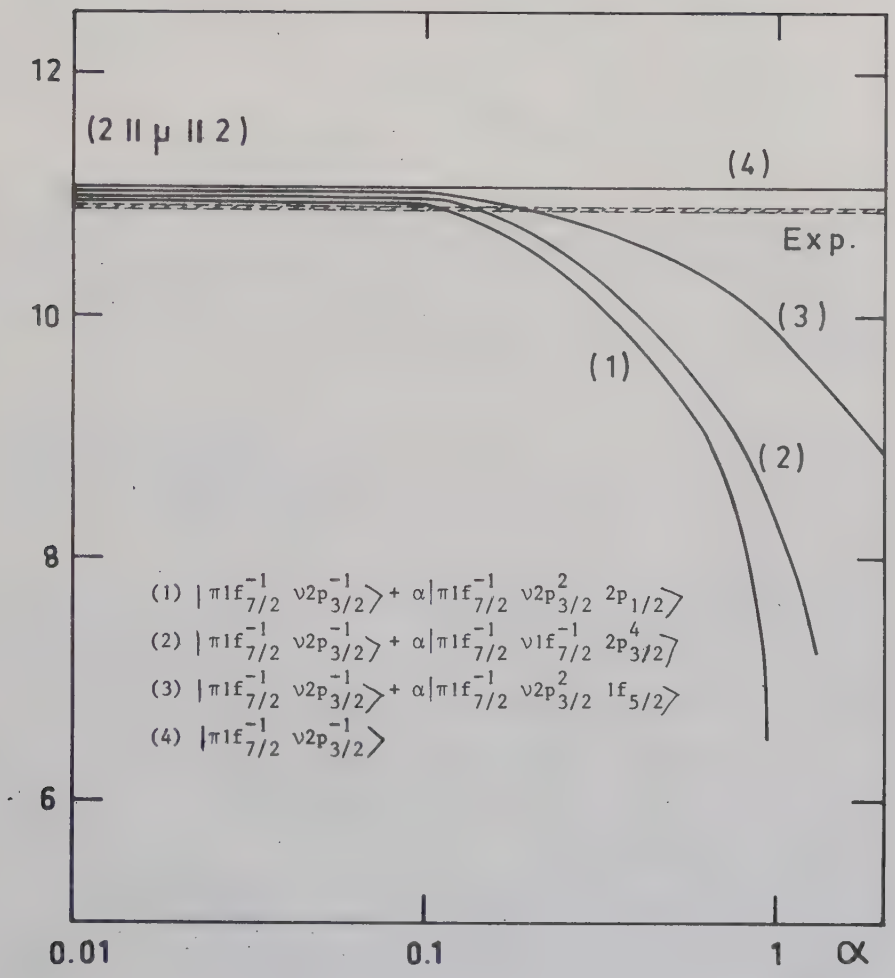


Fig. 33 Courbes de variation de l'élément de matrice réduit $(2||\mu||2)$ en fonction du paramètre α.

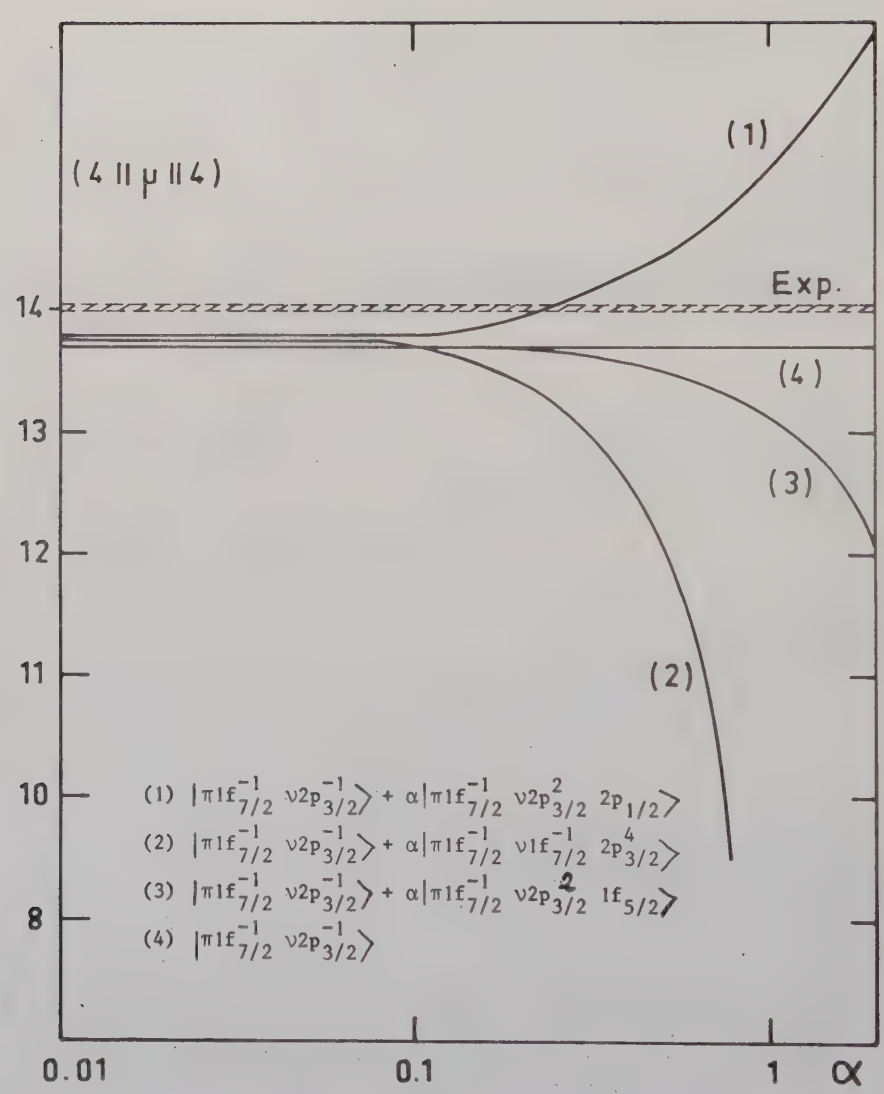


Fig. 34 Courbes de variation de l'élément de matrice réduit (4||μ||4) en fonction du paramètre α.

$$0.916\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p^{2}_{3/2}\ 2p_{1/2}\right\rangle_{J=0} + 0.401\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 1f_{7/2}^{-1}\ 2p^{4}_{3/2}\right\rangle_{J=0}$$

$$0.717\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p^{2}_{3/2}\ f_{5/2}\right\rangle_{J=0} + 0.696\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ 2p^{2}_{3/2}\ 2p_{1/2}\right\rangle_{J=0}$$

La figure 35 montre les variations de l'élément de matrice réduit $(3||\mu||3)$ en gardant la configuration $(\nu 2p_{3/2}^{-1})$. Il est nettement mis en évidence l'importance de la configuration neutron $(\nu f_{7/2}^{-1})$, toutefois, vu l'erreur sur la valeur expérimentale, un mélange avec la configuration $\nu 1f_{5/2}$ pourrait être retenu. Le tableau ci-après résume les mélanges de configurations possibles. L'erreur importante sur la valeur expérimentale du moment magnétique entraine une erreur de l'ordre de 15% sur les amplitudes des mélanges proposés.

$$0.554\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right\rangle + 0.832\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 1f_{7/2}^{-1}\ 2p^{4}_{3/2}\right\rangle_{J=0}$$

$$0.707\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p^{2}_{3/2}\ 1f_{5/2}\right\rangle_{J=0} + 0.707\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 1f_{7/2}^{-1}\ 2p^{4}_{3/2}\right\rangle_{J=0}$$

$$0.510\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p^{2}_{3/2}\ 2p_{1/2}\right\rangle_{J=0} + 0.857\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 1f_{7/2}^{-1}\ 2p^{4}_{3/2}\right\rangle_{J=0}$$

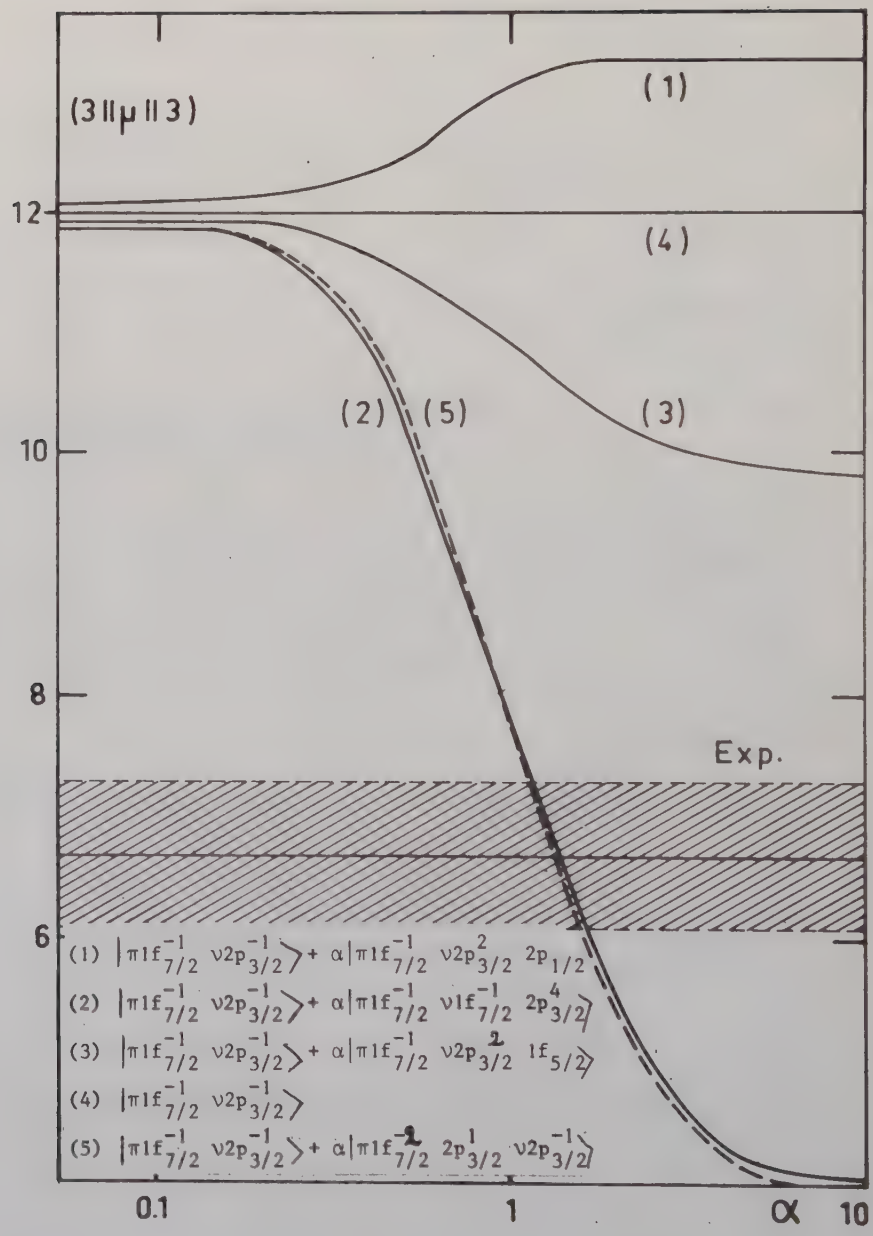


Fig. 35 Courbes de variation de l'élément de matrice réduit $(3||\mu||3)$ en fonction du paramètre α.

La valeur trop forte calculée à partir de la configuration $(\pi f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1})$ est essentiellement due à l'élément de matrice réduit $(7/2||\mu_p||7/2) = 14.68$ m.n. Ceci nous a incité à considérer le mélange de configurations suivant, qui tient compte d'une particule proton dans la couche $2p_{3/2}$

$$\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right\rangle + \alpha \left|\pi 1f_{7/2}^{-2}\ 2p_{3/2}^{1},\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right\rangle_{J=0}$$

L'élément de matrice réduit $(3/2||\mu_p||3/2)$ a été déduit de la valeur expérimentale du moment magnétique du niveau fondamental du $^{61}_{29}Cu_{32}$

La figure 35 montre que la variation de l'élément de matrice $(3||\mu||3)$ est très semblable à celle obtenue en prenant en considération un trou neutron dans la couche $\nu f_{7/2}^{-1}$. Le meilleur accord entre la valeur expérimentale et la valeur théorique est obtenu pour le mélange de configurations suivant

$$0.594\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right\rangle + 0.809\left|\pi 1f_{7/2}^{-2}\ 2p_{3/2}^{1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right\rangle_{J=0}$$

Ce mélange ne sera pas pris en considération quant aux calculs des probabilités de transitions $T(M_1)$, car d'après les travaux sur la réaction $^{57}Fe(^3He,d)$(Tr69), tous les niveaux inférieurs à 1 Mev sont alimentés par le transfert d'un proton $\ell_p = 3$ dans la couche $f_{7/2}$. Les niveaux avec la configuration $1f_{5/2}$ sont sans doute situés à une énerige beaucoup plus haute, car dans les autres isotopes du Co ils apparaissent à une énergie de l'ordre

de 2.5 Mev (Br67, Ro67). D'autre part, il semble tout à fait réaliste de considérer un trou neutron dans la couche $1f_{7/2}$, car il semble qu'une telle configuration existe pour l'état 4^+ à 455 kev dans le ^{58}Co (Sh71) et pour l'état fondamental 4^+ du ^{56}Co (Mc Grory, dans son étude théorique sur le ^{56}Co, montre que les états 2 trous-2 particules n'interviennent fortement que pour les états d'énergie supérieure à 1 Mev (Sh71)).

Une étude identique des niveaux du ^{58}Co a été faite en considérant les probabilités M_1 des transitions alimentant ces niveaux ou provenant de ces niveaux. D'après les calculs précédents, nous ne considérons que les mélanges de configurations provenant des couches neutrons $\nu 1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$, $1f_{5/2}$. Nous avons représenté également les variations de la probabilité de transition $T(M_1)$ en fonction du paramètre de mélange α de la configuration du niveau initial, la configuration du niveau final étant donnée.

A partir des quatre configurations retenues dans l'étude du moment magnétique de l'état fondamental (2^+) nous avons calculé la probabilité de transition $T(M_1)$ vers l'état fondamental des niveaux à 365.6 kev et 111.5 kev (3^+).

La variation de $T(M_1)$ 365.6 kev est montrée figure36, en considérant toujours la composante $\nu 2p_{3/2}^{-1}$ dans le mélange de configurations de ce niveau. Malgré l'erreur importante provenant de la mesure de la vie par la méthode de l'atténuation Doppler, l'importance de la configuration $(\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1})$ semble ressortir. Les calculs montrent que des mélanges très faibles, analogues à ceux de l'état fondamental, permettent un très bon accord. L'état excité à 365.6 kev semble donc posséder la même structure que l'état 2^+ (0 kev).

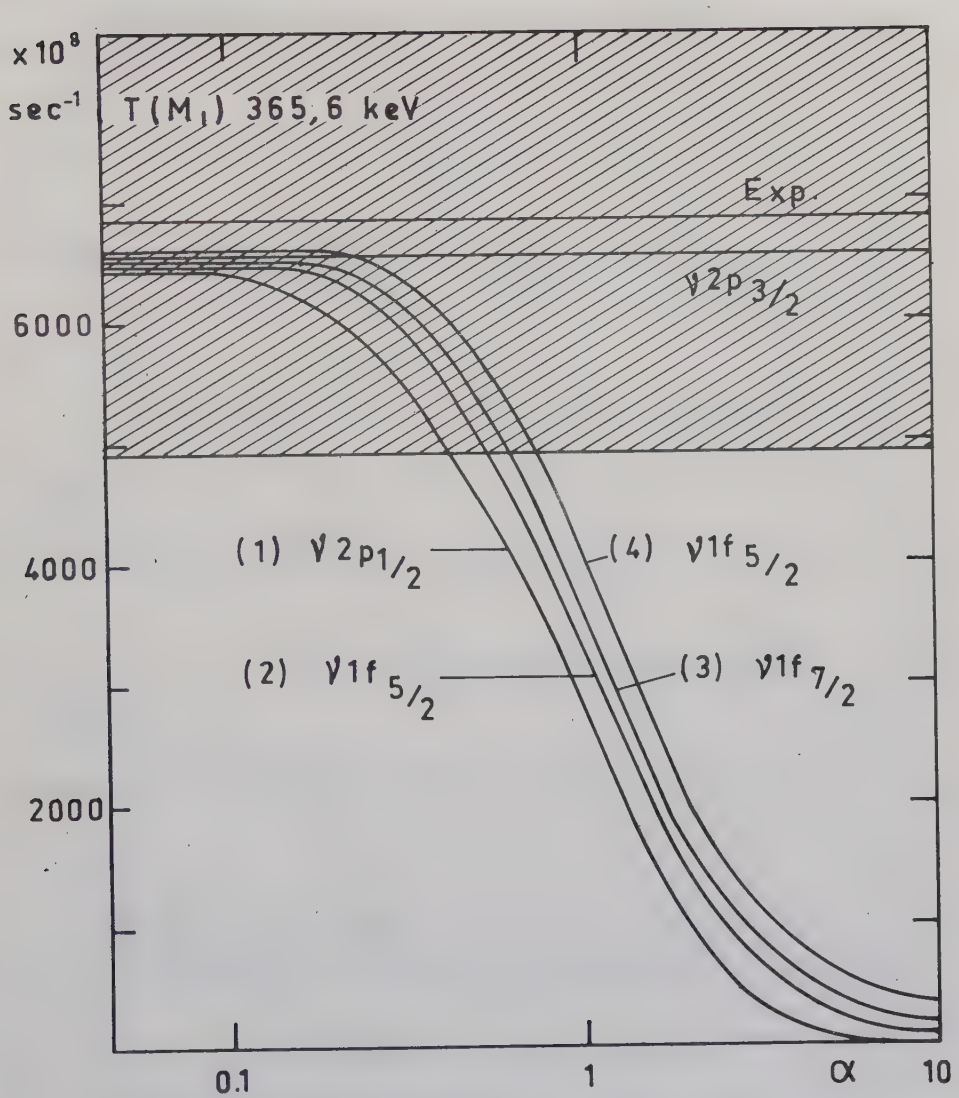


Fig.36 Les courbes 1) et 2), puis 3) et 4) représentent la variation $T(M_1)$ de 365 kev pour deux configurations différentes de l'état fondamental

Le même calcul a été fait pour le niveau 3^+ à 111.5 kev. Les courbes de probabilité $T(M_1)$ (fig.37) montrent un grand écart entre la valeur expérimentale et celle obtenue à partir de la configuration pure $(\nu 2p_{3/2}^{-1})$, en accord avec le résultat obtenu à partir du moment magnétique. En considérant les configurations retenues dans l'étude précédente sur ce niveau, nous avons calculé la probabilité de transition pour chaque configuration de l'état fondamental. Les différentes solutions retenues donnent un facteur inférieur à 3 entre $T(M_1)$ et la valeur expérimentale, les solutions rejetées donnent un facteur supérieur à 50.

a) $0.554 \left| 1f_{7/2}^{-1} \; 2p_{3/2}^{-1} \right\rangle + 0.832 \left| 1f_{7/2}^{-1} \; 1f_{7/2}^{-1} \; (2p_{3/2}^{4})_{J=0} \right\rangle$

et $0.514 \left| 1f_{7/2}^{-1} \; (2p_{3/2}^{2})_{J=0} \; 2p_{1/2} \right\rangle + 0.857 \left| \pi 1f_{7/2}^{-1} \; \nu 1f_{7/2}^{-1} \; 2p_{3/2}^{4} \right\rangle$

l'état fondamental ayant la configuration

$0.996 \left| 1f_{7/2}^{-1} \; 2p_{3/2}^{-1} \right\rangle + 0.079 \left| 1f_{7/2}^{-1} \; 1f_{7/2}^{-1} \; (2p_{3/2}^{4})_{J=0} \right\rangle$

b) $0.707 \left| 1f_{7/2}^{-1} \; (2p_{3/2}^{2})_{J=0} \; 1f_{5/2} \right\rangle + 0.707 \left| 1f_{7/2}^{-1} \; 1f_{7/2}^{-1} \; (2p_{3/2}^{4})_{J=0} \right\rangle$

l'état fondamental ayant la configuration

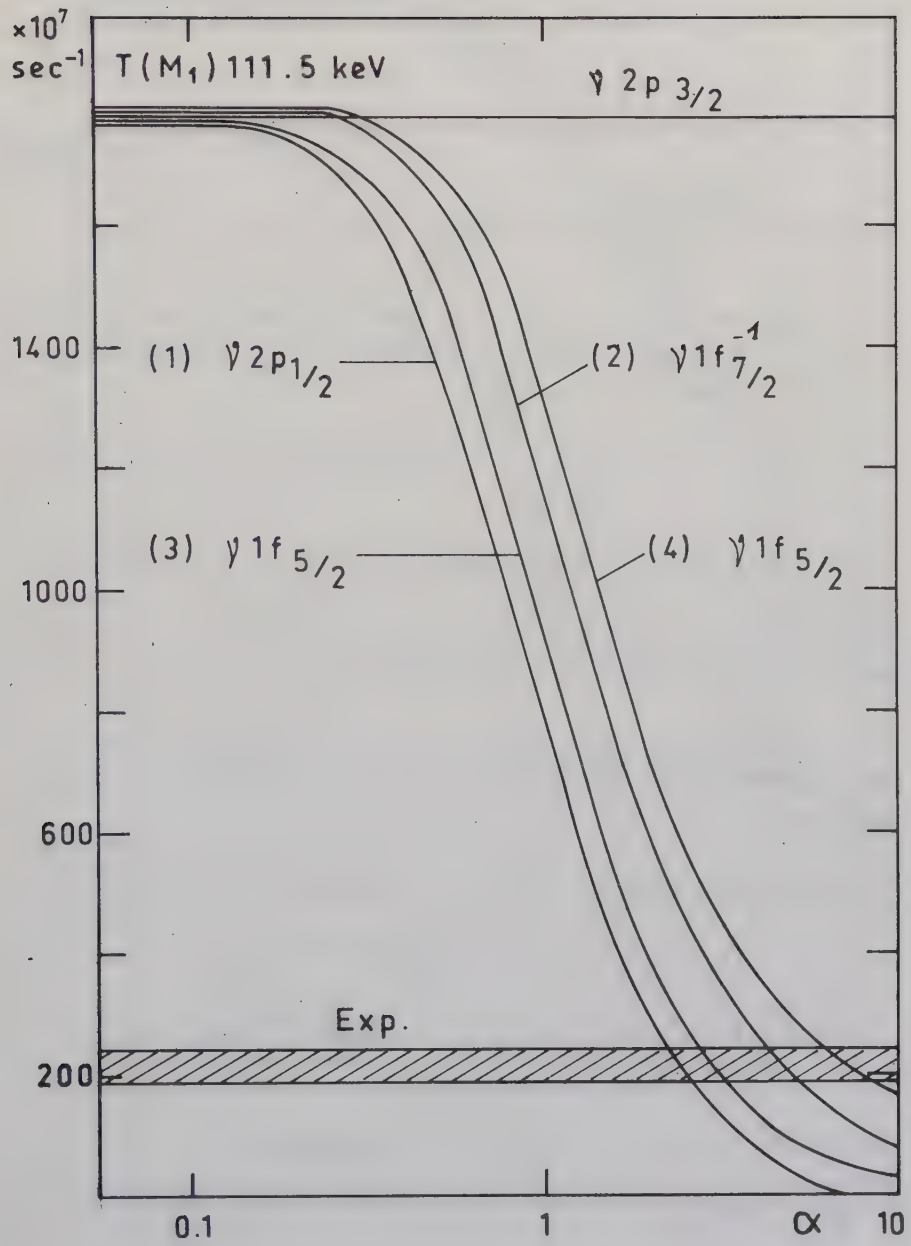


Fig.37 Les courbes 1) et 2), puis 3) et 4) représentent la variation $T(M_1)$ de 111.5 kev pour deux configurations différentes de l'état fondamental

$$0.987\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right\rangle \qquad + 0.157\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \underset{J=0}{\nu 2p_{3/2}^{2}}\ 1f_{5/2}\right\rangle$$

Nous voyons donc que cet état possède une forte composante $\nu 1f_{7/2}^{-1}$

En considérant toujours la configuration $\nu 2p_{3/2}^{-1}$ pour le niveau à 54 kev, l'analyse des fonctions de probabilité $T(M_1)$ (fig.38) révèle que seul le mélange de configurations

$$0.110\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right\rangle \qquad + \quad 0.994\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \underset{J=0}{\nu 2p_{3/2}^{-1}}\ 2p_{1/2}\right\rangle$$

est compatible avec la valeur expérimentale, les autres mélanges menant à une accélération de la transition de 28 kev supérieure à 10^3. Néanmoins, cette solution ne peut être retenue à cause du profond désaccord avec les amplitudes calculées à partir du moment magnétique.

Les deux autres solutions ci-dessous, retenues dans l'étude du moment magnétique, donnent un bon accord avec la probabilité de transition expérimentale

a) $$0.916\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \underset{J=0}{\nu 2p_{3/2}^{2}}\ 2p_{1/2}\right\rangle + \quad 0.401\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 1f_{7/2}^{-1}\ \underset{J=0}{2p_{3/2}^{4}}\right\rangle$$

b) $$0.717\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \underset{J=0}{\nu 2p_{3/2}^{2}}\ 1f_{5/2}\right\rangle + \quad 0.696\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \underset{J=0}{\nu 2p_{3/2}^{2}}\ 2p_{1/2}\right\rangle$$

Cet état (4^+) ne fait donc pas partie de la configuration

$$\left(\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right)$$

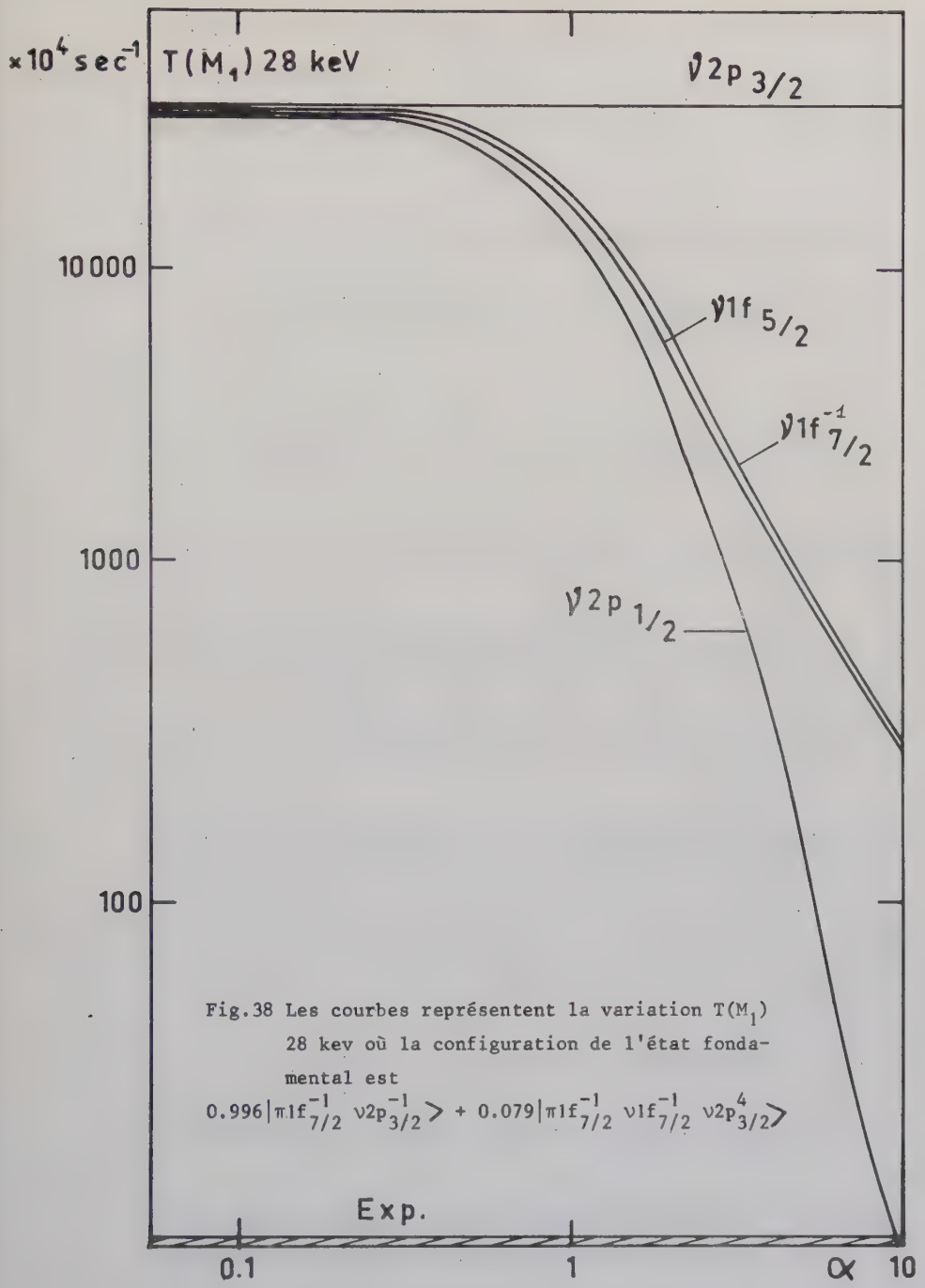


Fig.38 Les courbes représentent la variation $T(M_1)$ 28 kev où la configuration de l'état fondamental est

$$0.996|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}> + 0.079|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{4}>$$

Dans ce calcul seules les configurations

$$0.987\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right\rangle + \quad 0.157\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \underset{J=0}{\nu 2p_{3/2}^{2}}\ 1f_{5/2}\right\rangle$$

$$0.996\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right\rangle + \quad 0.079\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 1f_{7/2}^{-1}\ \underset{J=0}{2p_{3/2}^{4}}\right\rangle$$

sont probables pour le niveau isomérique à 25 kev.

Le calcul de la probabilité de transition $T(M_1)$ du niveau à 111.5 kev vers le niveau à 54 kev, en considérant pour ce dernier successivement les 2 configurations notées ci-dessus, montre que

a) la configuration

$$0.554\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right\rangle \quad + \quad 0.832\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 1f_{7/2}^{-1}\ \underset{J=0}{2p_{3/2}^{4}}\right\rangle$$

mène à une accélération de la transition de 58 kev, supérieure à 10^3, quelle que soit la configuration du niveau 4^+

b) la configuration

$$0.514\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \underset{J=0}{\nu 2p_{3/2}^{2}}\ 2p_{1/2}\right\rangle + \quad 0.857\left|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 1f_{7/2}^{-1}\ 2p_{3/2}^{4}\right\rangle$$

retarde la transition d'un facteur 0.5 pour la configuration (4^+)

$$0.916\left|\pi 1f^{-1}_{7/2}\ \nu 2p^{2}_{3/2}\ 2p_{1/2}\right\rangle_{J=0} + \quad 0.410\left|\pi 1f^{-1}_{7/2}\ \nu 1f^{-1}_{7/2}\ 2p^{4}_{3/2}\right\rangle_{J=0}$$

tandis que la transition est accélérée d'un facteur 25 pour la configuration (4^+)

$$0.727\left|\pi 1f^{-1}_{7/2}\ \nu 2p^{2}_{3/2}\ 2p_{1/2}\right\rangle_{J=0} + \quad 0.857\left|\pi 1f^{-1}_{7/2}\ \nu 2p^{2}_{3/2}\ 1f_{5/2}\right\rangle_{J=0}$$

c) quelle que soit la configuration de l'état 4^+ à 54 kev, le mélange de configurations pour le niveau à 111.5 kev

$$0.707\left|\pi 1f^{-1}_{7/2}\ \nu 2p^{2}_{3/2}\ 1f_{5/2}\right\rangle_{J=0} + \quad 0.707\left|\pi 1f^{-1}_{7/2}\ \nu 1f^{-1}_{7/2}\ 2p^{4}_{3/2}\right\rangle_{J=0}$$

donne un très bon accord entre la probabilité de transition calculée et expérimentale.

De ce calcul il semble donc que la couche $2p_{3/2}$ n'intervient pas dans la structure du niveau à 111.5 kev.

En étudiant la probabilité $T(M_1)$ du niveau 4^+ à 885 kev vers le niveau 3^+ à 111.5 kev, le meilleur accord entre la valeur calculée et expérimentale est obtenu pour les mélanges de configurations suivants

4^+	3^+
$0.768\left\|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right\rangle$	$0.707\left\|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \underset{J=0}{\nu 2p_{3/2}^{2}}\ 1f_{5/2}\right\rangle$
$+\ 0.640\left\|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \underset{J=0}{\nu 2p_{3/2}^{2}}\ 1f_{5/2}\right\rangle$	$+\ 0.707\left\|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 1f_{7/2}^{-1}\ \underset{J=0}{2p_{3/2}^{4}}\right\rangle$
$0.957\left\|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right\rangle$	$0.514\left\|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{2}\ 2p_{1/2}\right\rangle$
$+\ 0.287\left\|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 1f_{7/2}^{-1}\ \underset{J=0}{2p_{3/2}^{4}}\right\rangle$	$+\ 0.857\left\|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 1f_{7/2}^{-1}\ \underset{J=0}{2p_{3/2}^{4}}\right\rangle$

L'état 4^+ à 885 kev possède donc le caractère prédominant de la configuration de l'état fondamental.

Nous étudions d'unefaçon analogue les probabilités de transition $T(M_1)$ des niveaux 4^+ à 54 kev et 457 kev vers l'état isomérique 5^+ à 25 kev. A priori, nous considérons que cet état peut posséder les mêmes configurations que l'état fondamental. La figure39représente les courbes $T(M_1)$ 457 kev, en considérant toujours la composante neutrons $\nu 2p_{3/2}$ dans le mélange des configurations de ce niveau. Les solutions graphiques pour chaque configuration possible de l'état isomérique, sont résumées dans le tableau n° 11

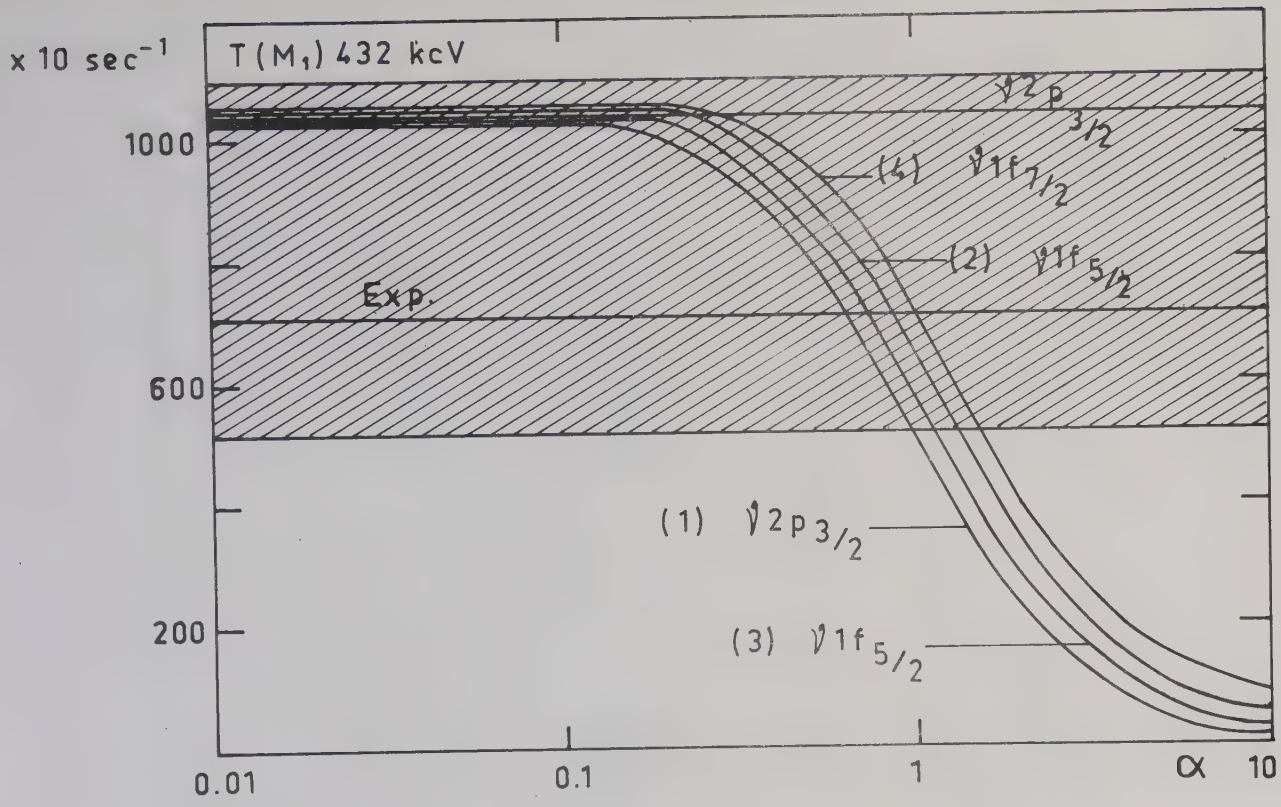


Fig.39 Les courbes 1) et 2), puis 3) et 4) représentent la variation $T(M_1)$ de 432 kev pour deux configurations différentes de l'état fondamental

Tableau n° 11

5^+	4^+
	$0.707\left\|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right\rangle$
	$+\ 0.707\left\|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{2}\ 1f_{5/2}\right\rangle_{J=0}$
$0.987\left\|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right\rangle$	$0.761\left\|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right\rangle$
$+\ 0.157\left\|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{2}\ 1f_{5/2}\right\rangle$	$+\ 0.647\left\|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{2}\ 2p_{1/2}\right\rangle_{J=0}$
	$0.857\left\|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right\rangle$
	$+\ 0.514\left\|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 1f_{7/2}^{-1}\ 2p_{3/2}^{4}\right\rangle_{J=0}$
	$0.857\left\|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right\rangle$
	$+\ 0.514\left\|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{2}\ 1f_{5/2}\right\rangle_{J=0}$
$0.996\left\|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right\rangle$	$0.761\left\|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right\rangle$
$+\ 0.079\left\|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 1f_{7/2}^{-1}\ 2p_{3/2}\right\rangle$	$+\ 0.647\left\|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{2}\ 2p_{1/2}\right\rangle_{J=0}$
	$0.707\left\|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right\rangle$
	$+\ 0.707\left\|\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 1f_{7/2}^{-1}\ 2p_{3/2}^{4}\right\rangle_{J=0}$

En résumé, malgré un mélange important de configurations, la composante $(\pi f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1})$ est dominante pour ce niveau.

La probabilité de transition $T(M_1)$ de l'état 4^+ à 457 kev vers le niveau excité 3^+ à 111.5 kev, permet d'exclure le mélange de configurations du type

$$\left|\pi f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right\rangle + \alpha \left|\pi f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{2}\ 2p_{1/2}\right\rangle_{J=0}$$

Cet état possède donc une forte composante $\nu 2p_{3/2}^{-1}$, avec, toutefois, un mélange important avec les composantes $1f_{5/2}^{-1}$ et $1f_{7/2}^{-1}$.

En étudiant la probabilité $T(M_1)$ de la transition gamma de 320 kev entre le niveau 5^+ à 374 kev et l'état 4^+ à 54 kev, nous retenons les mélanges de configurations suivants (tableau n° 12)

Tableau n° 12

5^+	4^+
$0.995\left\|\pi f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}\right\rangle$ + $0.099\left\|\pi f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{2}\ f_{5/2}\right\rangle_{J=0}$	
$0.110\left\|\pi f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}\right\rangle$ + $0.993\left\|\pi f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{2}\ 2p_{1/2}\right\rangle_{J=0}$	$0.725\left\|\pi f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{2}\ f_{5/2}\right\rangle_{J=0}$ + $0.688\left\|\pi f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{2}\ 2p_{1/2}\right\rangle_{J=0}$
$0.110\left\|\pi f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}\right\rangle$ + $0.993\left\|\pi f_{7/2}^{-1}\ \nu f_{7/2}^{-1}\ 2p_{3/2}^{4}\right\rangle_{J=0}$	
$0.995\left\|\pi f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}\right\rangle$ + $0.099\left\|\pi f_{7/2}^{-1}\ \nu f_{7/2}^{-1}\ 2p_{3/2}^{4}\right\rangle_{J=0}$	
$0.110\left\|\pi f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}\right\rangle$ + $0.993\left\|\pi f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{2}\ 2p_{1/2}\right\rangle_{J=0}$	$0.916\left\|\pi f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{2}\ 2p_{1/2}\right\rangle_{J=0}$ + $0.401\left\|\pi f_{7/2}^{-1}\ \nu f_{7/2}^{-1}\ 2p_{3/2}^{4}\right\rangle_{J=0}$
$0.110\left\|\pi f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}\right\rangle$ + $0.993\left\|\pi f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{2}\ f_{5/2}\right\rangle_{J=0}$	

Le calcul de la probabilité de transition de ce niveau vers l'état isomérique à 25 kev, permet d'éliminer les configurations à fortes composantes neutrons ($\nu 2p_{3/2}^{-1}$). D'autres renseignements seraient nécessaires pour désigner la configuration essentielle de ce niveau.

Discussion

De l'étude des niveaux à 53.1 kev et 111.5 kev, nous concluons que ces deux états, respectivement de spin 4^+ et 3^+, ne font pas partie du multiplet $(\pi f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1})$. L'influence de la couche neutron $f_{7/2}^{-1}$ étant particulièrement marquée pour le niveau à 111.5 kev. L'état fondamental 2^+ et l'état isomérique 5^+ à 25 kev ont une configuration principale neutron $(\nu 2p_{3/2}^{-1})$. Le niveau 3^+ à 365.6 kev décroissant principalement au niveau fondamental et les transitions M_1 vers les niveaux à 53.2 kev et 111.5 kev étant fortement retardées ($|M|^2 = 0.008$), ce niveau possède une configuration semblable à l'état fondamental comme l'ont montré les calculs. Ce résultat confirme que les états à 53.2 et 111.5 kev sont de nature très différentes aux autres niveaux.

Le niveau 5^+ à 373.7 kev décroit fortement à l'état 4^+ à 53.2 kev d'une part; d'autre part, la transition de 349.1 kev vers l'état isomérique 5^+ à 25 kev, n'est pas fortement retardée ($|M|^2 = 0.05$), ce qui est en accord avec les configurations proposées. Le niveau à 457.4 kev présente des transitions fortement retardées par rapport aux niveaux à 53.2 keV ($|M|^2 = 0.004$) et 111.5 kev ($|M|^2 = 0.09$). Ceci est en accord avec la forte composante neutron $(2p_{3/2}^{-1})$ proposée. Cette dernière est également très forte dans le mélange proposé pour le niveau à 885 kev. La configuration de cet état semble être plus complexe; en effet, les transitions aux niveaux à 24.9 kev et 53.2 kev sont toutes les deux retardées et celles aux niveaux à 111.5 kev et 365.6. kev sont normales.

Par la transformation trou particule (Pa56) à partir du ^{56}Co, Wells situe les quatre premiers niveaux excités 2^+, 3^+, 4^+, 5^+ de la configuration $\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}$ dans un domaine d'énergie de l'ordre de 800 kev (premier chapitre). Expérimentalement, huit niveaux excités ont été mis en évidence dans ce domaine d'énergie, ce qui oblige à considérer d'autres configurations pour expliquer l'existence de ces niveaux.

Les études théoriques les plus récentes sur le ^{56}Co ont été faites par Horie (Ho71) et Mc Grory (Sh71). Horie, à partir du modèle en couches, en considérant la configuration proton $\pi f_{7/2}^{-1}$ et neutron $\nu 2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$, $1f_{5/2}$, décrit de façon satisfaisante les premiers états excités. En particulier, il montre que l'état 2^+, à 980 kev, possède une forte composante $\left(\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 1f_{5/2}\right)$, tandis que les états 4^+, à 0 kev, et 3^+, à 160 kev, ont une configuration presque pure $\left(\pi 1f_{7/2}^{-}\ 2p_{3/2}^{1}\right)$.

Le calcul de Mc Grory tient compte de mélanges de configurations beaucoup plus importants (2 trous, 2 particules). En effet, la réaction $^{56}Fe(^3He,t)$(Ro69) excite fortement l'état fondamental 4^+. Si on admet que cette réaction se fait par échange de charges, alors les états les plus fortement excités auront les composantes

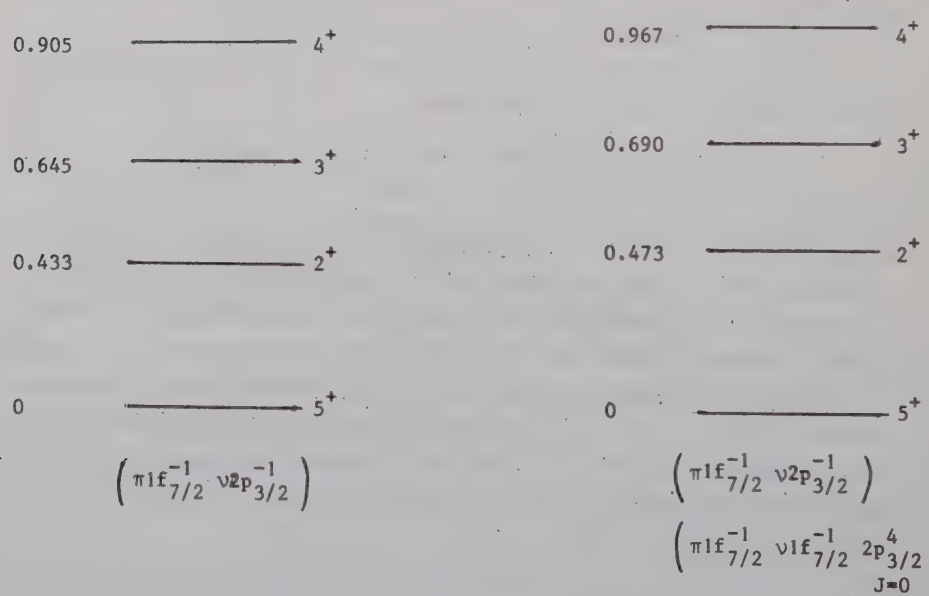
$$\left(\pi 1f_{7/2}^{-1},\ \nu 1f_{7/2}^{-1}\ \underset{J=0}{2p_{3/2}^{2}}\right) \text{ et } \left(\pi 1f_{7/2}^{-2}\ \underset{J=0}{2p_{3/2}^{1}},\ \nu 2p_{3/2}^{1}\right)$$

En tenant compte de telles configurations, l'auteur prévoit correctement le premier état 1^+, ce qui n'était pas le cas dans les calculs de Horie. L'importance de ces configurations a aussi été mis en évidence par Goode (Go69) et Richert (Ri69). En outre, ces auteurs montrent que ces composantes ne deviennent importantes que pour les états d'énergie élevés, tandis que les états $|3_1^+\rangle$, $|4_1^+\rangle$, $|5_1^+\rangle$ sont pratiquement des configurations (1t, 1p) respectivement à 99%, 95%, 99%. Ceci explique aussi le succès relatif du spectre d'énergie obtenu par Horie pour les premiers niveaux excités.

Dans la transformation (trou-particule), Wells n'ayant pas tenu compte du niveau 5^+ du ^{56}Co, nous avons refait ce calcul; à partir des énergies des quatre états de la configuration $\left(\pi 1f_{7/2}^{-1},\ \nu 2p_{3/2}^{1}\right)$ du ^{56}Co (0 kev : 4^+, 165 kev : 3^+, 575 kev : 5^+, 970 kev : 2^+) et de l'état fondamental du ^{58}Co de spin 2^+, les énergies des niveaux 5^+, 3^+, 4^+ ont été trouvées à 120, 505 et 870 kev respectivement (fig.40).

Ce spectre montre que les niveaux à 54 kev $|4_1^+\rangle$ et 111.5 kev $|3_1^+\rangle$ ne font sans doute pas partie de la configuration $\left(\pi f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right)$, ce qui confirme nos résultats antérieurs.

Afin de tester l'influence de la couche neutron $\nu 1f_{7/2}^{-1}$, par rapport à la $2p_{3/2}$, nous avons calculé les spectres d'énergie à partir des éléments de matrice de Kuo et Brown (Ku68) avec la configuration $\left(\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right)$ et les configurations $\left(\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}\right)$, $\left(\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{4}\right)_{J=0}$



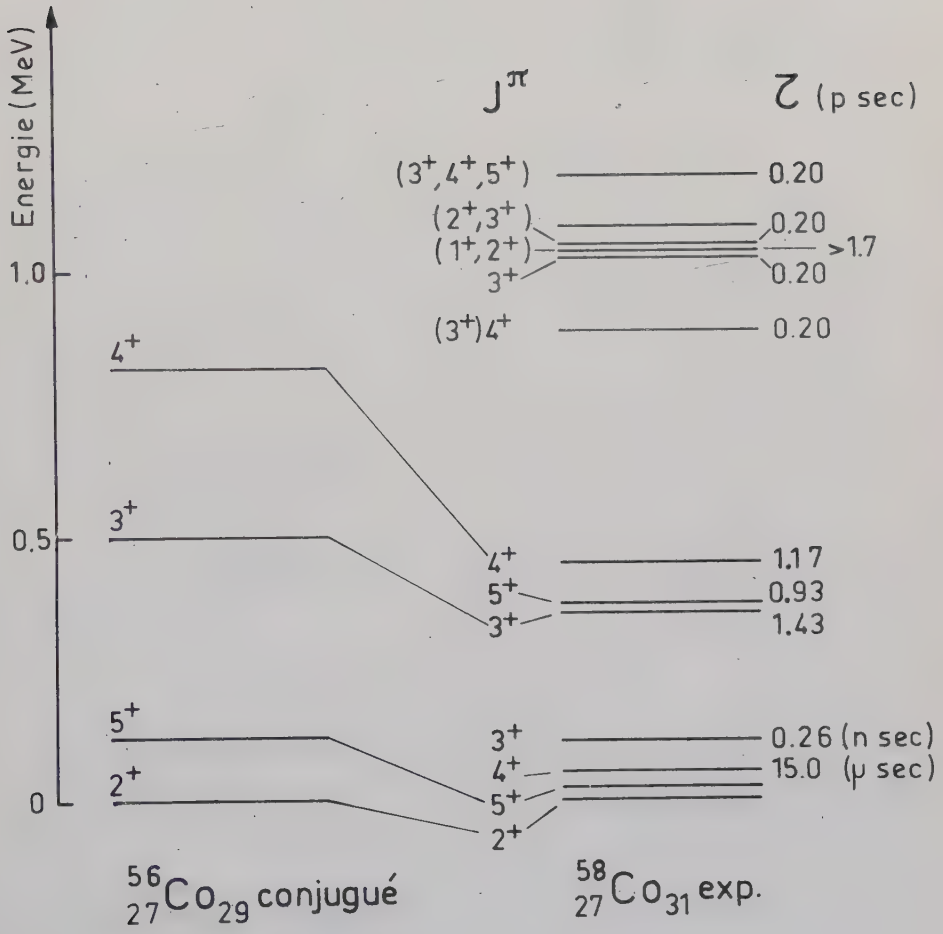


Fig.40 Résultats de la transformation de Pandya pour les premiers niveaux excités 2^+, 3^+, 4^+, 5^+ du ^{56}Co supposés être de la configuration $\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{1}$

Ces schémas ne laissent pas apparaître un rôle important à la couche neutron $\nu 1f_{7/2}^{-1}$ sur les énergies des premiers niveaux. Ce résultat simple ne permet pas de tirer des conclusions quant à l'importance de cette configuration dans un calcul plus complet.

Vervier (Ve66) et Mc Grory (Sh71) ont fait la description des niveaux d'énergie du ^{58}Co en considérant les couches neutrons $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ et $1f_{5/2}$; pour les protons, seule la configuration $\pi f_{7/2}^{-1}$ a été envisagée. Les énergies relatives des orbites neutrons, ainsi que les éléments de matrice de l'interaction effective nucléon-nucléon dans ces orbites, ont été pris dans le travail de Auerbach (Au66). Mc Grory, par contre, utilise les éléments de matrice de Kuo et Brown (Ku68). Les deux spectres théoriques sont représentés figure 41. Le désaccord avec le spectre expérimental peut être dû à l'absence de la couche neutron $\nu f_{7/2}^{-1}$, comme le montre l'étude du moment magnétique du niveau 3^+, ainsi que la probabilité de transition $T(M_1)$ pour les niveaux 4^+ à 880 et 457 kev. Dans le calcul du spectre d'énergie, l'excitation proton pourrait être envisagée également.

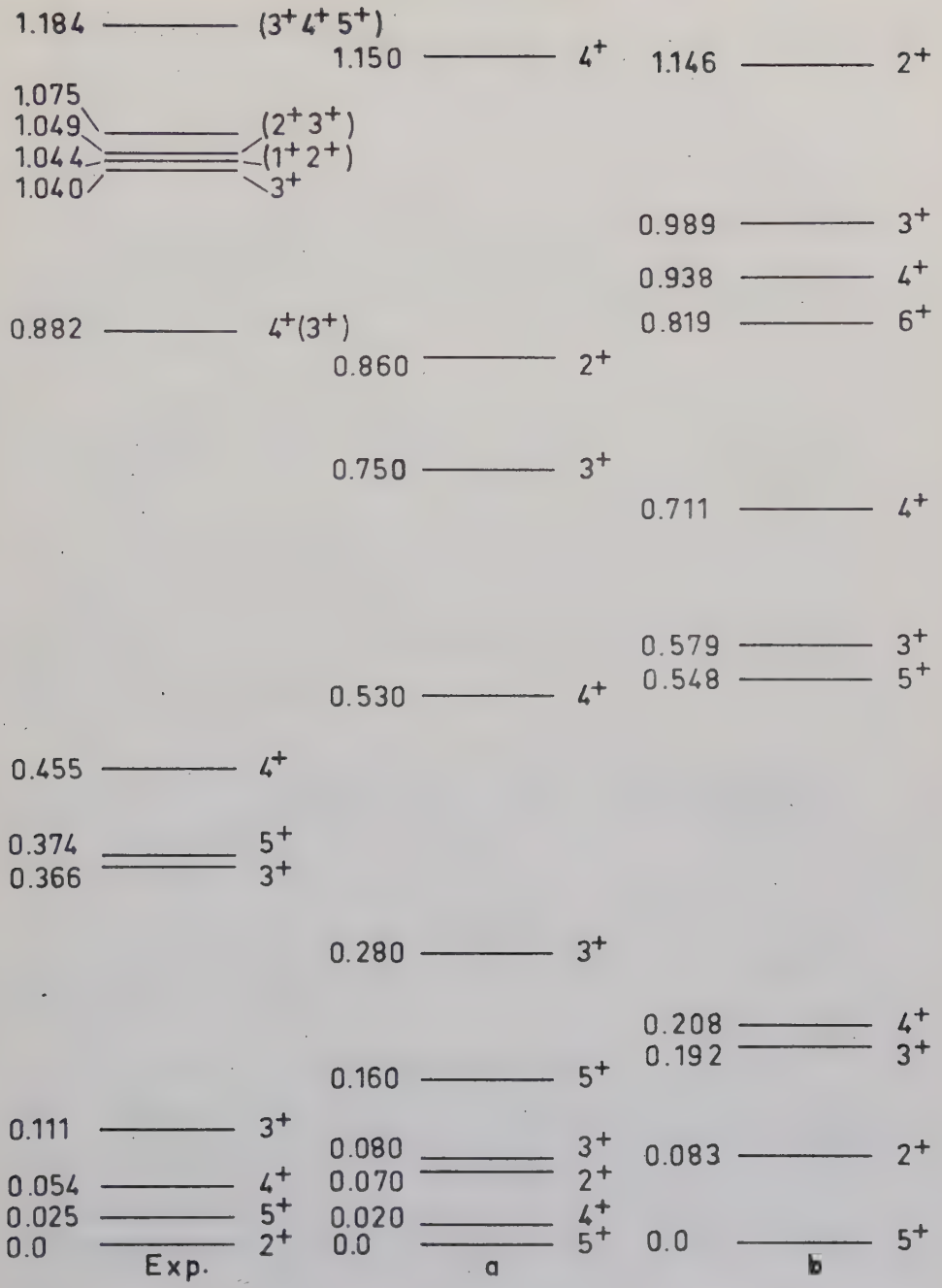


Fig.41 Schéma des niveaux du ^{58}Co calculé par a) Vervier, b) Mc Grory

CONCLUSION

Le travail présenté ici nous a permis, par l'utilisation simultanée de plusieurs méthodes spectroscopiques (étude du spectre, mesure de durée de vie, mesure de corrélation angulaire et de facteur gyromagnétique) d'établir quelques caractéristiques nucléaires du ^{58}Co.

La méthode de détection des seuils neutrons, complétée par la méthode d'excitation au seuil des rayonnements gamma, ont permis d'établir l'existence de sept niveaux excités, ainsi que leur schéma de désexcitation.

Les mesures de vie moyenne ont été effectuées pour le niveau à 53.2 kev avec la technique du faisceau pulsé; pour le niveau à 111.5 kev par la méthode des coïncidences différées. La vie moyenne de huit autres niveaux, peuplés par la réaction $^{55}Mn(\alpha n\gamma)$, a été mesurée par la méthode de l'atténuation Doppler.

La distribution angulaire du rayonnement gamma de 111.5 kev, perturbée par le champ hyperfin pour les noyaux de cobalt implantés dans la matrice de fer (méthode intégrale), nous a permis de mesurer le facteur gyromagnétique de ce niveau.

Le spin des niveaux à 53.2, 111.5, 365.6, 373.7 et 457.4 kev a été mesuré par la méthode des corrélations angulaires dans la géométrie II de Litherland et Fergusson.

La théorie du modèle en couches attribue la configuration $\pi 1f_{7/2}^{-1}\ \nu 2p_{3/2}^{-1}$ à l'état fondamental du ^{58}Co. Cette configuration prévoit quatre états ayant pour spin et parité 2^+, 3^+, 4^+ et 5^+. Notre étude, basée sur le calcul des probabilités de transition M_1 et des moments magnétiques à partir du mélange de deux configurations uniquement, montre que les niveaux $|2_1^+\rangle$ (0 kev), $|5_1^+\rangle$ (25 kev) et $|3_2^+\rangle$ (365 kev) possèdent

essentiellement la configuration de l'état fondamental. Ceci est en très bon accord avec les résultats obtenus à partir des réactions de transfert qui laissent également prévoir des mélanges faibles des couches neutrons $\nu 2p_{1/2}$ $1f_{5/2}$. La réaction "pickup" neutron ^{59}Co(pd) confirme le caractère prédominant de la configuration $\pi 1f_{7/2}^{-1}$ $\nu 2p_{3/2}^{-1}$ pour ces niveaux.

Les états $|4_1^+\rangle$ à 54 kev et $|3_1^+\rangle$ à 111.5 kev n'appartiennent pas à cette configuration. L'étude des probabilités de transition M_1 de ces niveaux vers les états $|2_1^+\rangle$ et $|5_1^+\rangle$ met en relief l'importance de la couche neutron $\nu 1f_{7/2}^{-1}$ par rapport aux couches $\nu 2p_{1/2}$ et $\nu 1f_{5/2}$. La présence de la composante $\nu 2p_{1/2}$ de ces états ressort de la réaction de transfert ^{57}Fe(^{3}He,d) alors que ces niveaux ne sont point observés dans la réaction "pickup" neutron.

La valeur du moment magnétique du niveau excité à 111.5 kev peut aussi être obtenue par l'excitation d'un proton dans la couche $\pi 2p_{3/2}$ que nous estimons peu probable. En outre, la réaction de transfert ^{57}Fe(^{3}He,d) alimente tous les niveaux inférieurs à 1 Mev par le transfert d'un proton $\ell_p = 3$ dans la couche $f_{7/2}$. Les niveaux appartenant à la configuration $1f_{5/2}$, pour les autres isotopes du Co, sont observés à une énergie supérieure à 2.5 Mev. D'autre part le trou neutron dans la couche $\nu f_{7/2}^{-1}$ est prouvé expérimentalement pour l'état fondamental du ^{56}Co et pour l'état $|4_2^+\rangle$ à 455 kev dans le ^{58}Co. Les études théoriques de différents auteurs montrent que les états (2 trous-2 particules) dans le ^{56}Co, n'interviennent fortement que pour les états d'énergie supérieure à 1 Mev.

Le niveau excité $|5_2^+\rangle$ à 374 kev ne possède qu'une faible composante neutron $\nu 2p_{3/2}^{-1}$ par rapport aux composantes $\nu 1f_{5/2}$ et $\nu 1f_{7/2}^{-1}$. Ce niveau n'est pas observé dans la réaction de transfert proton.

Par contre, les niveaux $|4_2^+\rangle$ à 457 kev et $|4_3^+\rangle$ à 880 kev semblent se partager la configuration $\pi f_{7/2}^{-1}$ $\nu 2p_{3/2}^{-1}$ avec une amplitude

plus forte pour ce dernier. Les réactions de transfert et de "pickup" confirment le caractère essentiel de la configuration de l'état fondamental pour ces niveaux. Les probabilités de transiton M_1, provenant de ces états, sont en accord avec des configurations de mélange faible avec la couche neutron $\nu f_{7/2}^{-1}$. Mc Grory a calculé le facteur spectroscopique de ces niveaux à partir des configurations $\nu 1f_{5/2}\ ^2p_{3/2}\ ^1p_{1/2}$. L'auteur attribue le profond désaccord (1/33) entre les valeurs calculées et observées dans la réaction $^{60}Ni(d\alpha)$ au fait de l'absence de la configuration neutron $\nu f_{7/2}^{-1}$.

Références

Ab 53 A. ABAGRAM and R.V. POUND, Phys. Rev. 92, 943 (1953)

Al 52 ALDER, Hel. Phys. Acta 25, 235 (1952)

An 62 J.D ANDERSON, C. WONGAND, J. MC CLURE, Nucl. Phys. 36, 16 (1962)

Au 66 N. AUERBACH, Nucl. Phys. 76, 331 (1966)

Ba 65 J.B. BALL and R.F. SWEET, Phys. Rev. 140, B 904 (1965)

Be 70 H. BERTSCHAT, J. CHRISTIANSEN, H.E. MAHNKE, E. RECKNAGEL, G. SCHATZ, R. SIELEMANN, B. SPELLMEYER et W. WITTHUHN, Nucl. Phys. A151, 193 (1970) (1970)

Bi 69 M. BISTER, A. ANTILLA, J. RASAMAN, Can Jour. Phys. 47, 2539 (1969)

Bi 53 L.C. BIEDENHARN and M.E. ROSE, Rev. Mod. Phys. 25, 729 (1953)

Bl 52 J.M. BLATT and V.F. WEISSKOPF, Theoretical Nucl. Phys. (John Wiley and Sons, Inc. New York 1952)

Bl 66 A.E. BLAUGRUND, Nucl. Phys. 88, 501 (1966)

Bo 66 F. BOEHM, G.B. HAGEMANN and A. WINTHER, Phys. Lett. 21, 217 (1966)

Br 64 K. BRANDI, R. ENGELMANN, V. HEPP, E. KLUGE, H. KRENBIEL, U. MEYER-BERHAUT, Nucl. Phys. 59, 33 (1964)

Br 67 B.J. O'BRIEN, W. DORENBUSCH, T.A. BELOTE and J. RAPAPORT, Nucl. A104, 609 (1967)

Ch 68 J. CHEVALLIER, Thèse Strasbourg (1968)

Cr 64 M. CROISSIAUX, E. DALLEY, M. DISTELZWEY, C. GEHRINGER, Jour. de Phys. 25, 906 (1964)

Do 57 W. DOBROV et C.D. JEFFRIES, Phys. Rev. 108, 60 (1957)

Fa 66 B. FASTRUP, P. HOELPLUND et C.A. SAUTTER, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 35, n°10 (1966)

Fa 68 B. FASTRUP, A. BORUP et P. HOELPLUND, Can. J. Phys. 46, 489 (1968)

Fa 68 H. FAUSKA, N.G. WARD, J. LILLEY, C.F. WILLIAMSON, Nucl. instr. and Meth. 63, 93 (1968)

Ge 66 C. GEHRINGER, Thèse Strasbourg (1966)

Gr 66 L. GRODZINS, R. BORCHERS and G.B. HAGEMANN, Phys. Lett. 21, 214 (1966)

Go 62 C.D. GOODMANN, J.B. BALL and C.B FULMER, Phys. Rev. 127, 574 (1962)

Go 66 S. GORODETZKY, N. SCHULZ, E. BOZEK et A. KNIPPER, Nucl. Phys. 85, 519 (1966)

Go 68 S. GORODETZKY, C. GEHRINGER, P. CHEVALLIER, R. DROUIN et G. SUTTER, Jour. de Phys. C_1 29, 144 (1968)

Go 69 P. GOODE and L. ZAMICK, Phys. Rev. Lett. 22, 958 (1969)

Ha 68 R.S. HAGER et C. SELTZER, Nucl. Data 4, 1 (1968)

Ha 71 B. HAAS, Thèse Strasbourg (1971)

He 68 B. HERSKIND, R. BORCHERS, J.D. BRONSON, D.E. MUNICH, L. GRODZIUS and R. KALICH in Hyperfine structure and nuclear radiation Asilomar Conference North-Holland, Amsterdam (1968)

Ho 70 T. HOLTEBEKK, R. STROMME et S. TRYTI, Nucl. Phys. A142, 251 (1970)

Ho 71 H. HORIE and K. OGAWA, Progress of theoretical Phys. vol. 46, n° 2 (1971)

Ko 71 T.A. KOSTER et D.A. SHIRLEY dans Hyperfine Interactions in excited nuclei ed. Goldring et Kalish, vol. 4, page 1241 (Gordon et Breach Paris 1971)

Ku 68 T.T.S. KUO and G.E. BROWN, Nucl. Phys. A114, 241 (1968)

Le 64 J.C. LEGG and E. ROST, Phys. Rev. 134, B 752 (1964)

Li 61 A.E. LITHERLAND et A.J. FERGUSSON, Can. Jour. Phys. 39, 788 (1961)

Li 63 J. LINDHARD, M. SHCARFF, H.E. SCHIOTT, Mat. Fys. Medd. 33, n° 10, n° 14 (1963)

Li 71 J. LINDHARD and A. WINTHER, Nucl. Phys. A166, 413 (1971)

Lo 68 P. LOFTLAGER, G. HERMANN, Phys. Rev. Lett. 21, 1623 (1968)

Ma 63 J.B. MARION et J.L. FOWLER, Fast Neutron Phys. Part 2 (1963)

Me 61 F.R. METZGER, Nucl. Phys. 27, 62 (1961)

Mo 55 S.A. MOSZKOWSKI, Beta and Gamma Ray Spectroscopy ed. by K. Siegbahn (Interscience Publishers, Inc. New York 1955)

No 70 L.C. NORTHLIFFE et R.F. SCHILLING, Nucl. Data Tables A7, 233 (1970)

Pa 56 S.P. PANDYA, Phys. Rev. 103, 956 (1956)

Po 65 A.R. POLETTI et E.K. WARBURTON, Phys. Rev. 137B, 595 (1965)

Ri 69 J. RICHERT, Jour. de Phys. 30, 609 (1969)

Ro 67 B. ROSNER and C.H. HOLBROW, Phys. Rev. 154, 1080 (1967)

Ro 69 P.G. ROSE and C.D. GOODMANN, Procedings of the Second Conference on Nuclear Isospin, page 297 (1969)

Ro 71 R.G.H. ROBERTSON and SUMMERS-GILL, Can. Jour. Phys. 49, 1186 (1971)

Sc 53 C. SCHWARTZ, Phys. Rev. 94, 95 (1953)

Sc 68 J.J. SCHWARTZ et W. PARKER ALFORD, Bull. Am. Phys. Soc. 13, 493 (1968)

Sc 72 M.J. SCHNEIDER and W.W. DAEHNICK, Phys. Rev. C. 1330 (1972)

Sh 53 A. DE SHALIT, Phys. Rev. 91, 1479 (1953)

Sh 61 A. DE SHALIT, Nucl. Phys. 22, 677 (1961)

Sh 68 D.A. SHIRLEY, S.S. ROSENBLUM and E. MATTHIAS, Nucl. Phys. 170, 363 (1968)

Su 62 T. SUNDSTROM, Nucl. Instr. and Meth. 16, 153 (1962)

Su 63 T. SUNDSTROM, J. LINDSKOG, Arkiv for Fysik 24, 16 (1963)

Su 70 R.G. SUMMERS-GILL et R.G.H. ROBERTSON, Bull. Am. Phys. Soc. 15, 766 (1970)

St 63 R.M. STEFFEN and H. FRAUENFELDER, Perturbed Angular Correlation North-Holland Publishing Company (1963)

Ta 70 S. TANAKA, P.H. STELSON, W.T. BASS and J. TIN, Phys. Rev. 20, C160 (1970)

Tr 69 TRIER, J. RAPAPAT, J.A. BELOTE, W.E. DORENBUSCH, Nucl. Phys. A134, 396 (1969)

Ve 66 J. VERVIER, Nucl. Phys. 78, 496 (1966), Argonne National Laboratories Report. (1966)

Wa 67 E.K. WARBURTON, J.W. OLNESS et A.R. POLETTI, Phys. Rev. 160, 938 (1967)

We 63 D.O. WELLS, BLATT and MEYERHOF, Phys. Rev. 130, 1961 (1963)

We 65 D.O. WELLS, Nucl. Phys. 66, 56 (1965)

Wi 71 A. WINTHER, Hyperfine interactions in excited nuclei, ed. Goldring et Kalish, vol 4, page 1055 (Gordon et Breach, Paris 1971)

Xe 71 C. XENOULIS and D.G. SARATITES, Nucl. Phys. A170, 369 (1971)

Ze 60 B. ZEIDMANN, J.L. YNTEMA and B.J. RAZ, Phys. Rev. 120, 1723 (1960)

REMERCIEMENTS

Je prie Monsieur P. CHEVALLIER, Professeur à l'Université Louis Pasteur de Strasbourg, Directeur du Centre de Recherches Nucléaires et du Laboratoire de Spectrométrie Nucléaire, qui m'a accueilli dans son laboratoire et m'a toujours fait bénéficier de sa haute compétence en physique, de bien vouloir trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

Je remercie Monsieur G. MONSONEGO, Professeur à l'Université Louis Pasteur de Strasbourg, Directeur du Laboratoire de Physique Théorique et du Centre de Calcul de Strasbourg et Monsieur le Professeur A. SARAZIN, Directeur de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, qui ont bien voulu accepter de faire partie du jury de cette thèse.

Je veux exprimer ma sincère gratitude à Monsieur M. CROISSIAUX, Maître de Recherches au CNRS qui, après m'avoir proposé le sujet du présent travail, n'a jamais cessé de s'intéresser à sa réalisation.

Je remercie Monsieur G. SUTTER, Professeur à l'Université Louis Pasteur de Strasbourg, qui m'a initié aux méthodes expérimentales de la physique nucléaire.

Je remercie particulièrement le Docteur J. CHEVALLIER, Chargé de Recherches au CNRS, qui a dirigé en partie ce travail. Sa collaboration amicale et sans réserve, tout au long de ce travail, a été très enrichissante.

Je remercie Monsieur E. BOZEK, Physicien Polonais, pour sa participation active à ce travail et les nombreux entretiens très utiles.

Les expériences ont été réalisées en collaboration avec les Docteurs J. BRITZ, B. HAAS et C. MERDINGER. Je leur suis très reconnaissant du soutien dévoué et amical qu'ils m'ont apporté.

Je remercie mon ami, le Docteur G. OBERLECHNER; son aide m'a été très précieuse pour la compréhension des problèmes théoriques.

Je remercie tous les collègues du laboratoire pour les nombreuses discussions critiques et fructueuses, plus particulièrement les Docteurs D. DISDIER et N. SCHULZ.

Je remercie Messieurs A. SCHULTZ et R. ERNWEIN de leur soutien technique au cours des expériences.

Mademoiselle SAETTEL a assurée avec beaucoup de soin la préparation des cibles, je l'en remercie particulièrement.

Je remercie très spécialement Madame GOEB du dévouement lors de la publication de ce travail.

Messieurs, DAEMGEN, HUCK, KUHN, SCHLEGEL et SITTLER ont assuré la partie technique de ce travail. Je les en remercie.

Je suis très reconnaissant à l'équipe du Service d'Acquisition des Données pour leur aide au cours des expériences.

Je remercie Messieurs LETOURNEL et HELLEBOID, ainsi que l'équipe du Van de Graaff 5.5 Mev pour leur dévouement lors des expériences.

Je remercie Monsieur LEVY d'avoir assuré les travaux photographiques de ce travail.